

Untersuchung und Optimierung der Serienverschaltung von Silizium-Dünnschicht-Solarmodulen

Stefan Haas

Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Energie- und Klimaforschung (IEK)
Photovoltaik (IEK-5)

Untersuchung und Optimierung der Serienverschaltung von Silizium-Dünnschicht-Solarmodulen

Stefan Haas

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment

Band / Volume 91

ISSN 1866-1793

ISBN 978-3-89336-680-4

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek.
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten
sind im Internet über <<http://dnb.d-nb.de>> abrufbar.

Herausgeber und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103
E-Mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2010

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment Band / Volume 91

D 82 (Diss., RWTH Aachen, University, 2010)

ISSN 1866-1793

ISBN 978-3-89336-680-4

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server (JUWEL)
unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	9
2.1	Aufbau und elektrisches Verhalten der p-i-n-Dünnschichtsolarzelle . . .	9
2.2	Integrierte Serienverschaltung	18
2.2.1	Analyse der Ohm'schen Serienwiderstandsverluste eines Dünnschicht-Solarmoduls	20
2.2.2	Erweiterung des Gupta-Modells	24
2.3	Funktionale Schichten	29
2.3.1	Frontkontakt	29
2.3.2	Absorber	32
2.3.3	Rückkontakt	35
2.4	Grundlagen der Laserablation	36
3	Laserstrukturierung	41
3.1	Strukturierungssystem	41
3.2	Charakterisierung der Laserquellen	43
3.3	Strukturierung von Dünnschicht-Solarmodulen	51
3.3.1	Frontkontaktstrukturierung P1	52
3.3.2	Absorberstrukturierung P2	53
3.3.3	Rückkontaktstrukturierung P3	54
4	Resultate zur Absorberstrukturierung P2	57
4.1	Bestimmung des Kontaktwiderstandes	58
4.2	Optimierung der Strukturierungsparameter	63
4.2.1	Variation der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls}	63
4.2.2	Einfluss der relativen Pulsüberlappung	69
4.2.3	Variation des Rückkontaktes	71
4.3	Nachbehandlung	74
4.3.1	Nasschemisches Ätzen	74
4.3.2	Ultraschallbehandlung	77
4.4	Einfluss auf Zelleigenschaften	79
4.5	Analyse der Barrierschicht	84
4.5.1	Niederohmiger Kontakt - Probe 1	86

4.5.2	Hochohmiger Kontakt - Probe 2	89
4.5.3	Nasschemisch nachbehandelter Kontakt - Probe 3	93
4.6	Entstehung der Barrierschicht	97
4.6.1	Simulation	97
4.6.2	Modellexperiment mit wasserstofffreiem Silizium	104
5	Resultate zur Rückkontaktstrukturierung P3	107
5.1	Ablationsverhalten des Rückkontaktsystems	109
5.1.1	Verifikation des Ablationsmodells	111
5.2	Einfluss der Strukturierung auf die Zelleigenschaften	113
5.2.1	Standardprozess	115
5.2.2	Einfluss der Pulsdauer	126
5.2.3	Variation der Wellenlänge	134
5.3	Strukturanalyse des Grabenrandbereichs	146
6	Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Dünnschicht-Solarmoduls	153
6.1	Modellentwicklung	153
6.2	Modellvalidierung	157
6.3	Untersuchung der Ohm'schen Verluste	164
7	Alternative Verschaltungskonzepte	169
7.1	Vergrößerung der aktiven Fläche	169
7.2	Nachträgliche Serienverschaltung	181
8	Zusammenfassung und Ausblick	189

Kurzfassung

Die integrierte Serienverschaltung ist ein wichtiger und elementarer Bestandteil eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls. Sie ermöglicht die Reduzierung Ohm'scher Verluste bei gleichzeitiger Erhöhung der Ausgangsspannung. Zur Ausbildung der Serienverschaltung müssen die funktionalen Schichten eines Moduls nach ihrer jeweiligen Deposition selektiv strukturiert werden. Zunächst wird der Frontkontakt, hiernach der Absorber und abschließend der Rückkontakt lokal abgetragen. Der erste und der dritte Schritt dienen der elektrischen Auftrennung der verschiedenen Schichten (*Isolationsschritt*), während die Absorberstrukturierung einen *Öffnungsprozess* darstellt, der die eigentliche Serienverschaltung vorbereitet. Zur Strukturierung werden gegenwärtig hauptsächlich laserinduzierte Ablationsprozesse eingesetzt.

Die Strukturierung des Frontkontaktes ist weitestgehend unkritisch. Aufgrund dessen werden in der vorliegenden Arbeit ausschließlich Mechanismen identifiziert, die das Prozessfenster für die Absorberstrukturierung und die Rückkontaktstrukturierung einschränken.

Insbesondere für die Absorberstrukturierung auf SnO_2 -Frontkontakt ergibt sich ein relativ eingeschränktes Prozessfenster. Bei zu hoher Laserpulsenergie bildet sich auf der SnO_2 -Fensterschicht eine Barriere, bestehend vermutlich aus SiO_2 oder einer Legierung aus $(\text{Sn},\text{Si})\text{O}_2$, die den Stromfluss im serienverschalteten Modul behindert. Diese Barriere bildet sich durch Redeposition des vom Laserpuls verdampften Siliziums. Eine Ablation des Absorbers *ohne* Bildung einer Barrierschicht ist nur möglich unterhalb der Verdampfungsschwelle des Siliziums, d. h. durch die explosionsartige Ausdiffusion des stets im hydrogenierten Dünnschicht-Silizium enthaltenen Wasserstoffs. Auf ZnO -Frontkontakten bildet sich keine signifikante Barriere aus, so dass hier ein sehr weites Prozessfenster zur Verfügung steht.

Die Rückkontaktstrukturierung als finaler Isolationsschritt ist hauptsächlich beschränkt durch eine unvermeidliche Schädigung des Absorbers sowie einen möglichen Abtrag der Fensterschicht. Die Absorberschädigung im Randbereich der Strukturierungsgräben führt für amorphe und für mikrokristalline Solarzellen zu parasitären Dunkelströmen, welche die Effizienz η eines Moduls reduzieren. Die parasitären Dunkelströme sind besonders abhängig von Pulsdauer und Wellenlänge λ des zur Strukturierung eingesetzten Lasers. Längere Pulsdauern führen generell zu größeren parasitären Dunkelströmen. Grund hierfür ist die stärkere Ausbildung einer wärmebeeinflussten Zone.

Der Absorptionskoeffizient α des Absorbers ist wellenlängenabhängig. Bei Änderung der Wellenlänge von $\lambda = 1064\text{ nm}$ über $\lambda = 532\text{ nm}$ nach $\lambda = 355\text{ nm}$ zeigen sich große Unterschiede zwischen Zellen aus amorphem und Zellen aus mikrokristallinem Silizium. Mit geringer werdender Wellenlänge sinken bei amorphen Solarzellen die parasitären Dunkelströme um mehrere Größenordnungen. Für eine Wellenlänge $\lambda = 355\text{ nm}$ sind sie praktisch zu vernachlässigen. Mikrokristallines Silizium hingegen reagiert nur wenig auf eine Änderung der eingesetzten Wellenlänge. Grund hierfür ist das gegenüber amorphem Silizium andere Absorptionsverhalten sowie die größere Schichtdicke des $\mu\text{-Si:H}$. Allerdings konnten kleine Wellenlängen von $\lambda = 355\text{ nm}$ bei $\mu\text{-Si:H}$ nicht getestet werden, da die eingesetzte Fensterschicht bei dieser Wellenlänge vollständig abbladiert wird.

Die Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens bestimmt die Ohm'schen Verluste eines Solarmoduls. Es wird ein mathematisches Modell entwickelt, mit dem die Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens berechnet werden kann. Das Modell wird mit Hilfe von Thermographieanalysen an realen Zellstreifen verifiziert. Zudem werden mit Hilfe des Modells für amorphe und mikrokristalline Einfach-Zellen die Zellstreifenbreiten berechnet, bei denen die Summe aus ohmschen Verlusten und Flächenverlusten durch die Strukturierung minimal sind.

Um die Verschaltungsverluste eines Solarmoduls zu reduzieren, wird ein alternatives Verschaltungskonzept entwickelt. Hauptbestandteil dieses Konzeptes sind statt durchgehender Kontakte Punktkontakte zwischen Front- und Rückkontakt benachbarter Zellstreifen. Durch das *Punktkontaktkonzept* wird ein Großteil der ansonsten zur Verschaltung genutzten Fläche eingespart, wodurch die Effizienz η eines Solarmoduls erhöht werden kann.

Zur Ausbildung der Serienverschaltung muss derzeit die Deposition funktionaler Schichten unterbrochen werden. Um dies zu umgehen, wird ein weiteres alternatives Verschaltungskonzept entwickelt. Dieses ermöglicht eine *nachträgliche Strukturierung* des Solarmoduls. Die prinzipielle Funktion dieses Konzeptes wird erfolgreich getestet.

Abstract

The integrated series connection is an important and elementary part of a thin-film silicon solar module. The series connection leads to a reduction of Ohmic losses and an increase of the module voltage. After their deposition the different functional layers of a solar module must be patterned selectively to form a series connection. First the front contact, then the absorber, and finally the back contact is locally removed. The first step and the last step are needed to separate the contact layers (isolation step), the absorber patterning is used to expose the front contact and prepare the series interconnection. Usually laser ablation is used for patterning.

The patterning of the front contact is overall a noncritical step. Therefore, this thesis exclusively investigates mechanisms that limit the process window of the absorber patterning and the back contact patterning.

Especially for the absorber patterning on SnO_2 -substrates the process window is very narrow. As too high pulse energies create a barrier layer on the SnO_2 -window layer, which restricts the current flow in a series connected module. This barrier layer probably consists of SiO_2 or an alloy of $(\text{Sn},\text{Si})\text{O}_2$. It arises from redeposition of evaporated silicon. Ablation of the absorber without creating a barrier layer is only possible, when the silicon is not evaporated. Here the ablation is induced by the explosive out-diffusion of hydrogen from the silicon layer. On ZnO -substrates no significant barrier formation occurs. For this reason the process window is very broad.

Patterning the back contact is the last isolation step. It is mainly restricted by an unavoidable deterioration of the absorber as well as a possible ablation of the window layer. The deterioration of the absorber in the vicinity of the patterning groove leads to parasitic dark currents for amorphous and for microcrystalline solar cells. The parasitic dark currents decrease the efficiency η of a patterned module. The parasitic dark currents strongly depend on the pulse duration and the wavelength of the applied laser. In general, longer pulse durations lead to larger parasitic dark currents due to a larger heat affected zone.

The absorption coefficient α of the absorber depends on the wavelength λ . Wavelengths λ of 1064 nm, 532 nm and 355 nm are used for the back contact patterning. The results for amorphous and for microcrystalline silicon solar cells differ a lot, when the wavelength is changed. In the case of amorphous solar cells shorter wavelengths lead to a

decrease of the parasitic dark currents of several orders of magnitude. For a wavelength of $\lambda = 355 \text{ nm}$ the parasitic dark currents are negligible for all practical purposes. In contrast, the parasitic dark currents of microcrystalline solar cells change only slightly, when the wavelength is changed. The reason for this is the different absorption coefficient and the larger thickness of the microcrystalline absorber as compared to that of amorphous silicon. However, a wavelength of $\lambda = 355 \text{ nm}$ could not be applied for the back contact patterning, since the used window layer was completely removed by the laser pulse.

The current-/voltage distribution in a cell stripe determines the ohmic losses in a solar module. A mathematical model will be developed, which can be used to calculate the current-/voltage distribution in a cell stripe. The model will be verified by means of Lock-In Thermography from real cell stripes. Additionally, the optimal cell widths for amorphous and microcrystalline solar cells will be calculated by means of the model. The optimal width is the width, where the sum of the ohmic losses and the area losses due to the series connection is minimized.

To decrease the series connection losses in a solar module, an alternative series connection concept will be developed. The main component of this concept are point contacts between neighboring cell stripes in contrast to non-stop contacts in the usual series connection concept. Using the point contact concept a large fraction of the area lost by series connection can be saved. This leads to higher module efficiencies η .

Currently the patterning of the functional layers has to be performed between the deposition of the layers. Thus the deposition processes has to be interrupted. To avoid this disadvantage another alternative series connection concept will be developed. This concept allows for the patterning of all layers after the deposition. The fundamental function of the concept will be demonstrated.

1 Einleitung

Die Sonne strahlt pro Jahr ca. 13.000 mal mehr Energie auf die Erde ein, als derzeit an Primärenergie benötigt wird [1, 2]. Mit einer Solarzelle kann die im Sonnenlicht enthaltene Energie direkt in Elektrizität umgewandelt werden. Die ersten Solarzellen wurden bereits vor über 100 Jahren von Fritts hergestellt [3], die gezielte Entwicklung startete im Jahr 1954 mit der Herstellung der ersten siliziumbasierten Solarzelle [4]. Trotz der langen Entwicklungszeit und trotz der enormen Einstrahlungsleistung der Sonne wurden im Jahre 2008 in Deutschland lediglich 0.6 % des Bedarfs an elektrischer Energie durch Solarenergie gedeckt [5]. Ein Grund hierfür sind die hohen Anschaffungskosten für eine Photovoltaikanlage und der hieraus resultierende hohe Strompreis.

Um die Kosten für Solarstrom zu reduzieren werden mehrere Alternativen zur etablierten mono- und multikristallinen Siliziumtechnologie entwickelt. Eine Alternative ist die Dünnschicht-Technologie auf Basis von amorphem und mikrokristallinem Silizium, wie sie am Institut für Energieforschung des Forschungszentrums Jülich (IEF-5) erforscht wird. Insbesondere durch die Möglichkeit der Beschichtung großer Flächen im Quadratmetermaßstab, durch einen geringen Materialverbrauch (Schichtdicken im μm -Bereich) und durch einen geringen Energiebedarf bei der Herstellung ergeben sich Kostensenkungspotentiale [6–8]. Zudem besteht die Möglichkeit, die Verschaltung einer Dünnschicht-Solarzelle zu einem Modul in die Herstellung der funktionalen Schichten des Solarmoduls zu integrieren.

Die Laserablation ist das am meisten eingesetzte Verfahren zur Herstellung dieser integrierten Serienverschaltung. Die Serienverschaltung ist ein wichtiger und elementarer Bestandteil eines Dünnschicht-Solarmoduls und führt zu einer Reduzierung Ohm'scher Verluste. Eine fehlerhafte Serienverschaltung kann zu deutlichen Wirkungsgradverlusten für ein Dünnschicht-Solarmodul führen. Trotzdem wurde der systematischen Erforschung der Serienverschaltung bisher wenig Beachtung geschenkt.

Zur Ausbildung der Serienverschaltung müssen drei unterschiedliche Strukturierungsschritte durchgeführt werden. Zunächst wird der Frontkontakt aufgetrennt (P1). Anschließend wird der Absorber strukturiert (P2). Zuletzt wird der Rückkontakt abgetragen und hierdurch isoliert (P3). Die Ablation der funktionalen Schichten muss in der Regel im Anschluss an die Deposition der jeweiligen Schicht durchgeführt werden, wo-

durch die Herstellung der Serienverschaltung in den Herstellungsprozess der Solarzelle integriert ist.

Bei der P1-Strukturierung muss der Frontkontakt lokal vollständig entfernt werden. Der Strukturierungsschritt wird durchgeführt, solange sich außer dem Frontkontakt keine andere Schicht auf dem Substrat befindet. Da somit eine direkte Beeinflussung des Absorbers und des Rückkontaktes durch die Strukturierung ausgeschlossen ist, können die Strukturierungsparameter einzig auf eine vollständige Ablation des Frontkontaktes optimiert werden. Aufgrund dessen ist dieser Strukturierungsschritt eher unkritisch und wird in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

Die Absorberstrukturierung, welche die eigentliche Serienverschaltung benachbarter Zellstreifen hervorruft, stellt eine größere Herausforderung dar. Hierbei muss der Absorber lokal vollständig entfernt werden, ohne den darunter liegenden Frontkontakt zu beschädigen. Durch die im Bereich der Absorberstrukturierung hergestellte Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt benachbarter Zellstreifen fließt der gesamte vom Modul erzeugte Strom. Bei einer unzureichenden Strukturierung wird der Stromfluss stark behindert. Hierdurch kann die elektrische Funktion eines Solarmoduls vollständig zerstört werden. Die P2-Strukturierung wird in Kapitel 4 eingehend untersucht. Es zeigt sich, dass die Serienwiderstandserhöhung durch eine Siliziumoxid beinhaltende Barrierschicht hervorgerufen wird, die entsteht, sobald ein Teil des Siliziums durch die Laserpulsenergie verdampft wird.

Zur Auftrennung des Rückkontaktes (P3) wird typischerweise der darunter liegende Absorber abladiert. Hierdurch wird der Rückkontakt mit entfernt. Auch bei diesem Prozess sind komplexe Anforderungen zu erfüllen. Der Bereich des Frontkontaktes, der im Strukturierungsgraben freigelegt wird, darf nicht zerstört werden, da hierdurch der gesamte Modulstrom fließen muss. Zudem muss die Strukturierung derart durchgeführt werden, dass der Absorber, das Herzstück der Solarzelle, nicht beschädigt wird. Beide Probleme können zu einer Zerstörung des Solarmoduls führen. In Kapitel 5 wird der P3-Prozess eingehend analysiert. Es wird insbesondere der Einfluss der Strukturierung auf die elektrischen Eigenschaften der Solarzelle untersucht. Hierbei werden sowohl die Wellenlänge λ , als auch die Pulsdauer τ_{Puls} des verwendeten Lasers variiert. Abschließend werden Ursachen für die mögliche Absorberschädigung untersucht.

Wie eingangs bereits erwähnt, führt die Serienverschaltung zu einer Reduzierung der Ohm'schen Verluste innerhalb eines Solarmoduls. Allerdings wird durch die Strukturierung ebenfalls Sonnenenergie umwandelnde Fläche entfernt. Um ein optimales Verhältnis zwischen Ohm'schen Verlusten und Flächenverlusten berechnen zu können,

wird in Kapitel 6 wird ein mathematisches Modell aufgestellt, mit dem die Strom-/Spannungsverteilung in einem Zellstreifen berechnet wird. Zur weiteren Steigerung der Ausgangsleistung eines Dünnschicht-Solarmoduls wird in Kapitel 7 ein Verschaltungskonzept entwickelt, welches weniger Flächenverluste erzeugt als die Standardverschaltungsmethode.

Ein weiterer Nachteil der Standardverschaltungsmethode ist die Ablation der funktionalen Schichten jeweils direkt nach ihrer Deposition. Hierdurch muss die Depositionskette zwangsläufig unterbrochen werden. In Kapitel 7 wird ein alternatives Verschaltungskonzept entwickelt, welches diesen Nachteil umgeht und die Strukturierung eines Dünnschicht-Solarmoduls erst nach Deposition aller funktionalen Schichten ermöglicht.

2 Grundlagen

Das vorliegende Kapitel bietet einen Einstieg in die Thematik der Silizium-Dünnschicht-Photovoltaik. Zunächst werden der Aufbau sowie grundlegende elektrische Eigenschaften der Silizium-Dünnschicht-Solarzelle dargestellt. Hierbei spielen insbesondere amorphe und mikrokristalline p-i-n-Solarzellen in Superstratkonfiguration eine wichtige Rolle. Der Name ergibt sich aufgrund der Depositionsreihenfolge von p-dotierter Schicht, intrinsischer Schicht und n-dotierter Schicht. Anschließend wird die Notwendigkeit der Serienverschaltung von einzelnen Zellen zu einem Modul besprochen, sowie Unterschiede zwischen Modul und Einzelzelle herausgearbeitet. Im darauf folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Eigenschaften der in einer Silizium-Dünnschicht-Solarzelle verwendeten funktionalen Schichten erläutert. Hierzu zählen einerseits der aktive Halbleiterabsorber aus Silizium sowie andererseits die elektrischen Kontaktschichten, welche meist aus Metall bzw. Metalloxiden bestehen. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer Einführung in die Laserablation. Die Laserablation wird als Methode zur Herstellung der integrierten Serienverschaltung im Rahmen der Arbeit ausführlich untersucht.

2.1 Aufbau und elektrisches Verhalten der p-i-n-Dünnschicht-solarzelle

Der prinzipielle Aufbau einer p-i-n-Dünnschicht-Solarzelle in Superstratkonfiguration ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Auf einem Trägermaterial (Substrat) befindet sich zunächst eine transparente, leitfähige Kontaktschicht (TCO=transparent conductive oxid), im Folgenden Frontkontakt genannt. Darauf liegt der Licht absorbierende und Strom generierende Siliziumschichtstapel, kurz Absorber. Abgeschlossen wird das System durch einen Metallrückkontakt oder ein TCO/Metallrückkontaktsystem. Das gesamte Schichtsystem ohne Trägermaterial besitzt eine Dicke von nur wenigen Mikrometern. Deshalb wird ein Träger zur mechanischen Stabilisierung benötigt.

Beleuchtet wird die Solarzelle von der Substratseite her. Hierdurch ergibt sich zwangsläufig, dass das Substrat hoch transparent sein muss. Aus diesem Grund werden meist Glas oder teilweise auch transparente Kunststoffe wie Polycarbonat [9] oder Polyethylen

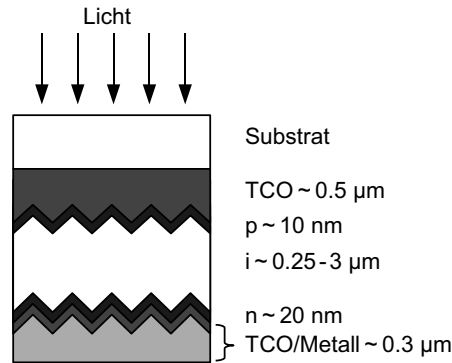


Abb. 2.1: Schichtenfolge einer *p-i-n*-Solarzelle in Superstratkonfiguration. Auf einem Trägersubstrat befindet sich zunächst ein TCO-Frontkontakt, gefolgt von dem *p-i-n*-Absorber. Abgeschlossen wird die Solarzelle von einem TCO-Metall-Rückkontakt.

Terephthalat [10] verwendet. Der Frontkontakt muss ebenfalls für den Bereich des Sonnenspektrums, der vom Absorber genutzt werden kann, transparent sein. Zudem muss er wegen seiner Funktion als elektrische Kontaktschicht eine hohe Leitfähigkeit besitzen. Eine dritte wichtige Aufgabe des Frontkontaktes besteht darin, das Licht effektiv in den Absorber einzukoppeln und es dort gefangen zu halten, so genanntes „Light-Trapping“. Hierfür besitzt der Frontkontakt meist eine zufällig texturierte Oberfläche mit lateralen Strukturgrößen im Mikrometerbereich [11–13]. Gebräuchliche Materialien sind Zinkoxid, Zinndioxid oder Indiumzinnoxid. Die Dicke d_{TCO} der TCO-Schicht beträgt in der Regel ca. 500 nm–1.5 μm .

Der Strom generierende Teil der Solarzelle besteht aus einer intrinsischen (d. h. nominell undotierten) Siliziumschicht, die eingebettet ist zwischen einem flächigen *p*-dotierten Bereich und einem flächigen *n*-dotierten Bereich. Die intrinsische Schicht hat, abhängig von dem Absorptionsvermögen des für diese Schicht verwendeten Materials, eine Dicke d_{Absorber} von 250 nm bis 3 μm . Durch die dotierten Bereiche wird über der intrinsischen Schicht eine elektrische Spannung, die so genannte Built-in-Spannung U_{bi} , aufgebaut. Das von dieser Spannung erzeugte elektrische Feld sorgt für eine effektive Trennung der im intrinsischen Bereich photogenerierten Ladungsträger, weshalb man im Zusammenhang mit einer *p-i-n*-Solarzelle auch von einer driftbasierten Ladungsträgertrennung spricht.

Im Gegensatz hierzu findet bei der klassischen mono- oder multikristallinen *p-n*-Solarzelle auf Waferbasis überwiegend ein diffusionsbasierter Ladungstransport statt [14]. Hierbei diffundieren die Elektron-Loch-Paare durch das Bauelement, bis sie in

der Raumladungszone getrennt werden. Bei der Silizium-Dünnschicht-Solarzelle ist diese Art der Ladungstrennung nur unzureichend möglich, da sowohl die Ladungsträgerlebensdauern τ als auch die Ladungsträgerbeweglichkeiten μ von Elektronen und Löchern in amorphem und mikrokristallinem Silizium Größenordnungen geringer sind als in kristallinem Silizium. Deswegen würden bei Verwendung eines p-n-Konzeptes für Silizium-Dünnschicht-Solarzellen die photogenerierten Ladungsträger vor Erreichen der Raumladungszone rekombinieren, und wären somit für die Stromgewinnung verloren [15, 16].

Die beiden dotierten Schichten sind im p-i-n-Konzept so dünn wie möglich gehalten ($d_{p,n} \approx 10\text{-}20\text{ nm}$), damit wenig Licht in ihnen absorbiert wird. Dies ist erforderlich, weil die dotierten Schichten aufgrund der hohen Defektdichte und dem fehlenden elektrischen Feld eine hohe Rekombinationsrate besitzen. Da die dotierten Schichten jedoch weiterhin ihre elektrische Funktion behalten müssen, werden sie teils bis in die Entartung dotiert. Abbildung 2.2 zeigt das Banddiagramm einer p-i-n-Solarzelle.

Auf der dem Licht zugewandten Seite des Absorbers befindet sich in der Regel die p-dotierte Schicht. Der Grund hierfür ist, dass die Löcherbeweglichkeit μ_p in amorphem Silizium geringer ist als die Elektronenbeweglichkeit μ_n [17]. Somit legen durch die p-i-n-Anordnung die Löcher im Mittel einen geringeren Weg in der intrinsischen Schicht zurück als die Elektronen, da die Generationsrate für Elektron-Loch-Paare mit zunehmender Schichtdicke aufgrund des Absorptionsprofils abnimmt (Lambert-Beersches Gesetz).

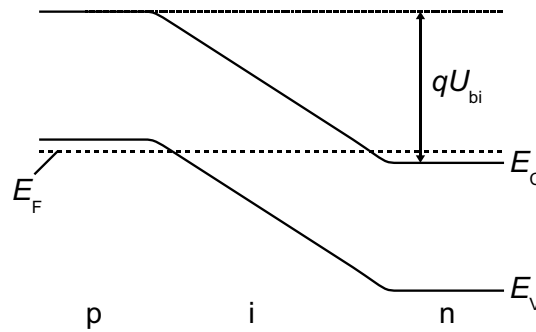


Abb. 2.2: Banddiagramm einer p-i-n-Solarzelle im Kurzschlussfall. Hierbei bezeichnen E_C die Leitungsbandkante, E_V die Valenzbandkante, E_F die Fermi-Energie und qU_{bi} das eingebaute Feld. Die Fermi-Energie E_F liegt im p-Gebiet unter der Valenzbandkante E_V und im n-Gebiet über der Leitungsbandkante E_C , da die Dotierschichten bis in die Entartung dotiert sind.

Abgeschlossen wird die Solarzelle durch den Rückkontakt. Dieser muss hoch leitfähig und aufgrund seiner Lage hoch reflektierend sein. Dadurch wird Licht, das beim ersten Durchgang durch das Silizium nicht absorbiert wurde, wieder in den Absorber zurück reflektiert. Der Weg des Lichtes innerhalb der Solarzelle wird damit verlängert und der Wirkungsgrad dadurch erhöht. Als Materialien eignen sich leitfähige und reflektierende Metalle wie Aluminium oder Silber. Zur Erhöhung des Reflexionsgrades der Zellrückseite kann zusätzlich ein TCO zwischen Absorber und Metall eingebaut werden [11].

Ein alternativer Rückkontakt ist die Kombination aus einer hoch leitfähigen TCO-Schicht und einem hoch reflektierenden Dielektrikum. Hierdurch können die elektrischen von den optischen Eigenschaften teilweise entkoppelt und dementsprechend gesondert optimiert werden. Die Gesamtschichtdicke des Rückkontaktes liegt abhängig vom verwendeten System zwischen ca. 300 nm (TCO/Metall) [11] und mehreren Mikrometern (TCO/Dielektrikum) [18].

Eine weitere Variante der Dünnschicht-Solarzelle ist die so genannte Substratkonfiguration. Hierbei befindet sich das Trägermaterial auf der dem Licht abgewandten Seite der Solarzelle. Dadurch können auch opake Substrate wie Metallfolien oder Keramiken als Trägermaterial verwendet werden. Bei dieser Art der Solarzelle wird allerdings meist eine n-i-p-Konfiguration gewählt, damit, wie oben beschrieben, die p-dotierte Schicht auf der dem Licht zugewandten Seite liegt.

Eine p-i-n-Dünnschichtsolarzelle kann zur Erzeugung elektrischer Energie die Photonen aus dem Sonnenspektrum nutzen, deren Energie E_{Photon} größer oder gleich der Bandlücke E_{gap} des verwendeten Absorbermaterials ist. Für Photonen mit einer Energie E_{Photon} größer als die Bandlückenenergie E_{gap} fallen Thermalisierungsverluste an, da die Differenzenergie $E_{\text{Photon}} - E_{\text{gap}}$ in Form von Phononen an die Solarzelle abgegeben werden. Die Differenzenergie ist somit für die Erzeugung elektrischer Energie verloren.

Die Reduzierung der Thermalisierungsverluste sowie die gleichzeitige Nutzung eines möglichst großen Bereichs des Sonnenspektrums schließen sich bei Einfachsolarzellen mit nur einer Bandlücke gegenseitig aus. Die Reduzierung der Thermalisierungsverluste kann durch Erhöhung der Bandlückenenergie E_{gap} erreicht werden. Hierdurch nimmt jedoch auch der nutzbare Teil der Photonen ab. Eine Lösung dieses Problems bieten so genannte Stapelsolarzellen [19]. Sie bestehen aus mehreren übereinander angeordneten Absorberschichten. Um hierdurch eine bessere Anpassung des Absorptionsverhaltens an das Sonnenspektrum zu erreichen, müssen die Schichten unterschiedliche Bandlücken E_{gap} aufweisen. Das kann z. B. durch eine amorphe und eine mikrokristalline Silizi-

umschicht erzielt werden [20]. Eine genauere Betrachtung der Funktionsweise solcher a-Si:H/ μ c-Si:H-Tandem-Solarzellen findet sich in [21].

Tandem-Solarzellen werden im Folgenden nicht weiter betrachtet. Der Grund hierfür ist, dass vor der Bearbeitung von Tandem-Solarzellen zunächst grundlegendes Verständnis bei der Laserstrukturierung von Einzelzellen erarbeitet werden muss, da dieses derzeit noch nicht existiert.

Das elektrische Verhalten einer Silizium-Dünnschicht-Solarzelle kann vereinfacht durch einen Serienwiderstand R_s , einen Parallelwiderstand R_p , eine Diode (D) und eine Stromquelle der Stärke I_{ph} beschrieben werden [22]. Abbildung 2.3 zeigt das dazugehörige Ersatzschaltbild (ESB). Der Serienwiderstand R_s repräsentiert hierbei Ohm'sche Verluste, welche hauptsächlich in den beiden Kontaktschichten sowie in möglichen Übergangswiderständen an Grenzflächen entstehen. Für eine 1 cm^2 große Silizium-Dünnschicht-Solarzelle sollte der Serienwiderstand R_s im kleinen einstelligen Ohm-Bereich liegen. Der Parallelwiderstand R_p wird hauptsächlich durch die Leitfähigkeit des Siliziumschichtstapels bestimmt. Diese Leitfähigkeit steigt mit zunehmender Beleuchtung [23]. Darüber hinaus kann der Parallelwiderstand R_p durch lokale Kurzschlüsse innerhalb des Siliziumschichtstapels beeinflusst werden.

Die Stromquelle repräsentiert die Stromerzeugung der Solarzelle im beleuchteten Zustand. Hierbei ist die Stromstärke I_{ph} unter der Annahme eines konstanten Beleuchtungsspektrums annähernd linear abhängig von der Beleuchtungsintensität.

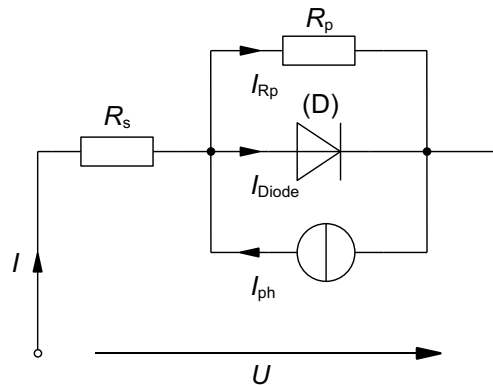


Abb. 2.3: Vereinfachtes Ersatzschaltbild einer p-i-n-Solarzelle [22]. Die Photostromgeneration wird durch die Stromquelle der Stärke I_{ph} beschrieben. Ohm'sche Verluste werden durch die Widerstände R_s und R_p repräsentiert.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode folgt prinzipiell der Gleichung

$$I_{\text{Diode}}(U_{\text{Diode}}) = I_0 \left[\exp \left(\frac{U_{\text{Diode}}}{nU_T} \right) - 1 \right]. \quad (2.1)$$

Hierbei ist I_{Diode} der durch die Diode fließende Strom, sofern die Spannung U_{Diode} an der Diode anliegt. Der Vorfaktor I_0 beschreibt den Diodensättigungssperrstrom. Dieser liegt bei amorphen Solarzellen der Größe 1 cm^2 zwischen 10^{-13} A und 10^{-11} A und bei mikrokristallinen Solarzellen der Größe 1 cm^2 zwischen 10^{-9} A und 10^{-8} A . Der Diodenidealitätsfaktor n gibt Aufschluss über den Ort der Rekombination von Ladungsträgern. Hierbei geht n gegen zwei, sofern die Rekombination hauptsächlich in der intrinsischen Siliziumschicht stattfindet, und n geht gegen eins, wenn die Rekombination sich im feldfreien Bereich innerhalb der Dotierschichten ereignet [24]. Für $n = 1$ geht Gleichung (2.1) in die Shockley-Gleichung über [25]. Die thermische Spannung $U_T = kT/e$ entspricht bei Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) 25.9 mV .

Zunächst wird die Solarzelle im unbeleuchteten Fall genauer betrachtet ($I_{\text{ph}} = 0$). Der Dunkelstrom I_d ergibt sich zu

$$I_d(U) = I_0 \left[\exp \left(\frac{U - I_d(U)R_s}{nU_T} \right) - 1 \right] + \frac{U - I_d(U)R_s}{R_p}. \quad (2.2)$$

Der erste Summand der rechten Seite von Gleichung (2.2) beschreibt den Stromfluss durch die Diode, wohingegen der zweite Summand den Stromfluss durch den Parallelwiderstand R_p darstellt. Zu beachten ist, dass die über der Diode und dem Parallelwiderstand R_p anliegende Spannung gegenüber der Gesamtspannung U um den Spannungsabfall $I_d(U)R_s$ verringert ist. Gleichung (2.2) ist eine transzendente Gleichung. Infolge dessen kann $I_d(U)$ nur numerisch berechnet werden.

Abbildung 2.4 zeigt den typischen Verlauf der gemessenen Dunkelkennlinie einer amorphen p-i-n-Zelle. Wie in der Abbildung bereits angedeutet, kann die Dunkelkennlinie in drei charakteristische Bereiche eingeteilt werden. Für kleine Spannungen U (Bereich A) wird der Stromfluss hauptsächlich durch den Parallelwiderstand R_p bestimmt, da dessen Leitfähigkeit in Bereich A deutlich größer ist als die der Diode. Hierdurch vereinfacht sich Gleichung (2.2) zu

$$I_d(U) = \frac{U - I_d(U)R_s}{R_p}. \quad (2.3)$$

In der Regel gilt $R_p \gg R_s$. Deshalb kann Gleichung (2.3) weiter vereinfacht werden zu

$$R_p = \frac{U}{I_d(U)}, \quad (2.4)$$

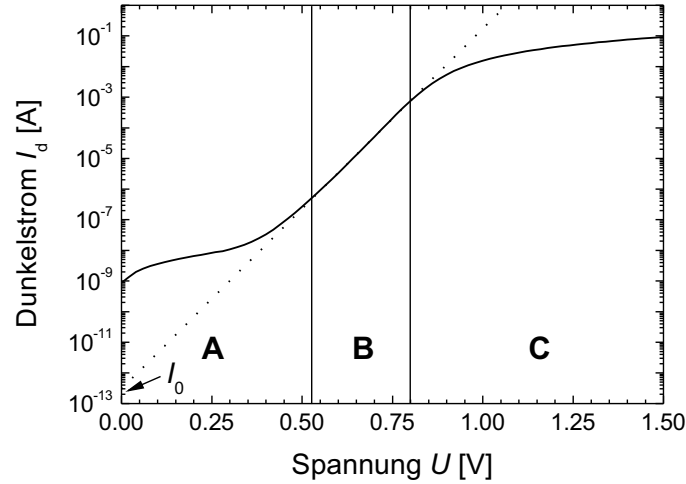


Abb. 2.4: Typischer Verlauf der Dunkelkennlinie einer amorphen p-i-n-Solarzelle. Der Bereich A wird hauptsächlich von dem Stromfluss durch den Parallelwiderstand R_p bestimmt. In Bereich B übernimmt die Diode den Stromtransport. Der Spannungsabfall über dem Serienwiderstand führt in Bereich C zu einer Abnahme der Steigung.

wodurch der Parallelwiderstand R_p direkt in Bereich A ermittelt werden kann. Mit steigender Spannung U geht die Kennlinie in den Bereich B über. Hier übersteigt die Leitfähigkeit der Diode die Leitfähigkeit des Parallelwiderstandes R_p zunehmend. Somit wird der Strom I_d mehr und mehr durch die Diode bestimmt. Aufgrund der exponentiellen Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode ergibt sich in der halblogarithmischen Darstellung der Abbildung 2.4 in Bereich B eine Gerade. Gleichung (2.2) vereinfacht sich in Bereich B aufgrund der Dominanz der Diode zu

$$I_d(U) = I_0 \exp\left(\frac{U}{nU_T}\right). \quad (2.5)$$

Um den Verlauf der Kennlinie in Bereich B zu analysieren, bietet es sich an, Gleichung (2.5) entsprechend Abbildung 2.4 zu logarithmieren. Hierdurch ergibt sich die einfache Geradengleichung

$$\Rightarrow \log[I_d(U)] = \log(I_0) + \frac{\log(e)}{nU_T}U. \quad (2.6)$$

Somit kann durch Extrapolation der Gerade aus Bereich B in Richtung der Ordinate der Diodensättigungssperrestrom I_0 bei $U = 0$ abgelesen werden (vgl. Abbildung 2.4). Außerdem zeigt Gleichung (2.6), dass die Steigung der Geraden umgekehrt proportio-

nal zum Diodenidealitätsfaktor n ist. Deshalb kann die Extrapolationsgerade auch zur Bestimmung dieses Parameters verwendet werden.

Wird die am Bauelement anliegende Spannung U weiter erhöht, so geht die Dunkelkennlinie in den Bereich C über. In diesem Bereich ist die Leitfähigkeit der Diode so hoch, dass der Stromfluss durch den Serienwiderstand R_s limitiert wird. Deshalb darf der Spannungsabfall über dem Serienwiderstand R_s nicht mehr vernachlässigt werden. Demzufolge ergibt sich aus (2.5) für Bereich C der funktionale Zusammenhang

$$I_d(U) = I_0 \exp\left(\frac{U - I_d(U)R_s}{nU_T}\right). \quad (2.7)$$

Formt man Gleichung (2.7) um und bildet die partielle Ableitung von $I_d(U)$ nach U , so ergibt sich hieraus

$$\left[\frac{\partial I_d(U)}{\partial U}\right]^{-1} = R_s + \frac{nU_T}{I_d(U)}. \quad (2.8)$$

Demzufolge lässt sich aus der Steigung der Kennlinie in Bereich C der Serienwiderstand R_s näherungsweise bestimmen.

Sobald die Solarzelle beleuchtet wird, kann sie einen Teil der eingestrahnten Photonen absorbieren. Die Absorption der Photonen, deren Energie größer ist als die Bandlücke bzw. Beweglichkeitslücke des verwendeten Absorbermaterials, kann zur Erzeugung von freien Elektron-Loch-Paaren und somit zur Photostromgeneration genutzt werden. Der hierdurch entstehende Photostrom I_{ph} wird im ESB (Abb. 2.3) durch eine Stromquelle repräsentiert. Analog zum Vorgehen im Dunkelfall kann der Strom I_h unter Beleuchtung hergeleitet werden. Es ergibt sich

$$I_h(U) = I_0 \left[\exp\left(\frac{U - I_h(U)R_s}{nU_T}\right) - 1 \right] + \frac{U - I_h(U)R_s}{R_p} - I_{ph}(U - I_h(U)R_s). \quad (2.9)$$

Hierbei ist zu beachten, dass der Photostrom I_{ph} keine Konstante darstellt, sondern von der an der Solarzelle angelegten Spannung U abhängt. Der Grund hierfür ist, dass das über dem Absorber anliegende elektrische Feld $U_{bi}/d_{\text{Absorber}}$ durch U abgebaut wird. Hierdurch wird dem für die Ladungsträgertrennung nötigen Driftprozess die treibende Kraft entzogen, und somit die Rekombinationsrate innerhalb des Absorbers erhöht.

Abbildung 2.5 zeigt den typischen Verlauf einer gemessenen Hellkennlinie einer amorphen p-i-n-Zelle. Hieraus lassen sich, wie in der Abbildung bereits angedeutet, mehrere Kenngrößen der Solarzelle extrahieren. Der Kurzschlussstrom I_{sc} ist der Strom, der sich bei einer Spannung von $U = 0 \text{ V}$ außen an der Solarzelle messen lässt. Er entspricht bei Solarzellen mit geringen Serienwiderstandsverlusten dem maximal entnehmbaren Photostrom $I_{ph,max}$. Um Solarzellen unterschiedliche großer Fläche besser vergleichen

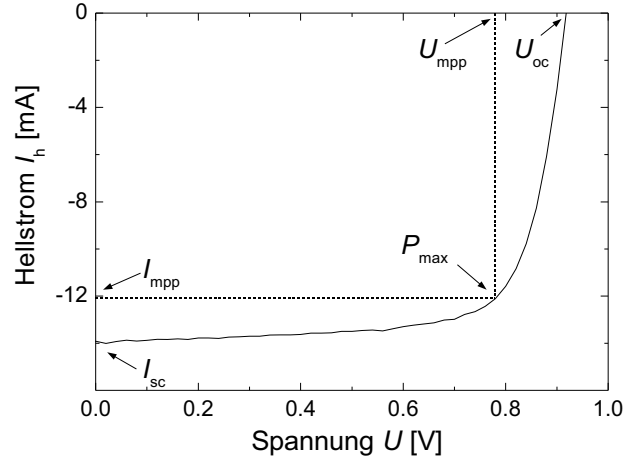


Abb. 2.5: Typischer Verlauf der I/U -Kennlinie einer beleuchteten Solarzelle aus amorphem Silizium in p - i - n -Konfiguration. Hierbei sind I_{sc} der Kurzschlussstrom, U_{oc} die offene Klemmspannung und P_{max} die maximal erzeugbare Leistung. Im Arbeitspunkt maximaler Leistung wird der Strom mit I_{mpp} und die Spannung mit U_{mpp} bezeichnet.

zu können, wird meist die Kurzschlussstromdichte J_{sc} (bezogen auf die Solarzellenfläche A_{cell}) statt des Kurzschlussstromes I_{sc} angegeben.

Die offene Klemmspannung U_{oc} stellt sich ein, wenn kein äußerer Strom fließt ($I_h(U_{oc}) = 0 \text{ mA}$). Sie entspricht der maximal von der Solarzelle erzeugbaren Spannung. Aus der Hellkennlinie kann U_{oc} direkt abgelesen werden (Schnittpunkt mit der Abszisse).

Die Solarzelle erzeugt die maximale Leistung P_{max} , wenn das Produkt aus Strom I_h und Spannung U minimal ist. Hierbei ist zu beachten, dass aufgrund der Zählfeilrichtung der Hellstrom I_h negativ ist. Im Punkt der maximalen Leistung (MPP) wird der Strom mit I_{mpp} und die Spannung mit U_{mpp} bezeichnet. Der Füllfaktor FF gibt das Verhältnis zwischen maximal entnehmbarer Leistung P_{max} und dem Produkt $I_{sc}U_{oc}$ wieder (siehe Abb. 2.5). Er wird beeinflusst durch parasitäre Effekte wie Ohm'sche Verluste oder Rekombinationen [26]. Sofern parasitäre Effekte an Einfluss gewinnen, sinkt der Füllfaktor FF . Es gilt

$$FF = \frac{P_{max}}{-I_{sc}U_{oc}} = \frac{I_{mpp}U_{mpp}}{I_{sc}U_{oc}}. \quad (2.10)$$

Der Solarzellenwirkungsgrad η gibt an, welcher Anteil der auf die Solarzelle eingestrahlten optischen Leistung P_{ein} in elektrische Leistung P_{max} umgewandelt wird. Sofern die eingestrahlte Leistung bekannt ist, berechnet er sich zu

$$\eta = \frac{P_{\text{max}}}{P_{\text{ein}}} = \frac{-I_{\text{sc}}U_{\text{oc}}FF}{P_{\text{ein}}}. \quad (2.11)$$

Für kleine Spannungen U ist der Verlauf der Hellkennlinie stark vom Parallelwiderstand R_{p} abhängig. Aufgrund dessen lässt sich R_{p} in diesem Spannungsbereich näherungsweise mit Hilfe des differentiellen Widerstandes bestimmen. Es gilt, dass

$$R_{\text{p}} \approx \left[\frac{\partial I_{\text{h}}(U)}{\partial U} \right]^{-1} \bigg|_{U=0}. \quad (2.12)$$

Da die Leitfähigkeit der intrinsischen Siliziumschicht in der Regel umgekehrt proportional zur Generationsrate von Elektron-Loch-Paar ist, sinkt R_{p} mit steigender Beleuchtung [23].

Der Strom I_{h} nimmt im MPP mit steigender Spannung U stark zu. Dieser starke Stromanstieg ist eine Folge der exponentiellen Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode. Wird die Spannung U weiter erhöht, begrenzt der Serienwiderstand R_{s} der Stromfluss. Meist wird der Serienwiderstand R_{s} der Hellkennlinie im Punkt U_{oc} bestimmt. Es ergibt sich

$$R_{\text{s}} \approx \left[\frac{\partial I_{\text{h}}(U)}{\partial U} \right]^{-1} \bigg|_{U=U_{\text{oc}}}. \quad (2.13)$$

2.2 Integrierte Serienverschaltung

Ein Vorteil vieler Dünnschichttechnologien gegenüber der waferbasierten Technologie ist die Möglichkeit, Solarmodule auf nahezu beliebig großen Flächen herzustellen. So bietet die Industrie mittlerweile Produktionsanlagen an, die bis zu 5.7 m² große Substrate verarbeiten können [27]. Eine weitere Vergrößerung der Substratfläche ist analog zum Flachdisplaymarkt wahrscheinlich. Durch die Vergrößerung der Solarzellenfläche A_{cell} sollte idealerweise die erzeugte Leistung P_{max} proportional steigen. Allerdings skalieren die Ohm'schen Serienwiderstandsverluste einer Solarzelle, im ESB der Einfachzelle repräsentiert durch R_{s} , nicht linear mit der Solarzellenfläche bzw. dem dazu proportional erzeugten Strom I . Für die in einem elektrischen Leiter anfallenden Ohm'schen Verluste gilt allgemein

$$P_{\text{Leiter}} = I_{\text{Leiter}}^2 R_{\text{Leiter}}. \quad (2.14)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass eine Vergrößerung der Solarzellenfläche A_{cell} respektive eine Erhöhung des erzeugten Stroms zu einem quadratischen Anstieg der Serienwiderstandsverluste führt. In einer Dünnschichtsolarzelle fallen diese Verluste hauptsächlich in den Kontaktschichten an.

Um dieses Problem zu umgehen, wird die Fläche einer Dünnschicht-Solarzelle in einzelne, elektrisch miteinander in Reihe geschaltete Bereiche unterteilt, den so genannten Zellstreifen [28]. Hierdurch entsteht ein Solarmodul. Durch die Reihenschaltung wird erreicht, dass der Strom I_{Modul} eines Solarmoduls gleich dem Strom I eines einzelnen Zellstreifens ist, wohingegen die Spannung U_{Modul} eines Moduls der Summe der Spannungen U der Zellstreifen entspricht. Durch den kleineren Strom I_{Modul} des in Zellstreifen aufgeteilten Moduls verringern sich die Ohm'schen Verluste in den Kontaktschichten.

Die Unterteilung in Zellstreifen und deren Verschaltung miteinander ist monolithisch in den Produktionsprozess der Solarmodule integriert. Das heißt, zwischen der Herstellung der einzelnen funktionalen Schichten werden mehrere Strukturierungsvorgänge durchgeführt. Im Einzelnen gliedert sich die Produktion eines Dünnschicht-Solarmoduls wie folgt:

1. Herstellung der ersten elektrischen Kontaktschicht auf dem Substrat
2. Auftrennung der ersten elektrischen Kontaktschicht in voneinander isolierte Bereiche (Strukturierungsschritt P1)
3. Deposition des Strom generierenden Halbleiterschichtstapels
4. Auftrennung des Halbleiterschichtstapels zur Freilegung der ersten elektrischen Kontaktschicht (Strukturierungsschritt P2)
5. Aufbringen der zweiten elektrischen Kontaktschicht
6. Auftrennen der zweiten elektrischen Kontaktschicht (Strukturierungsschritt P3)

Zur Strukturierung bzw. Auftrennung der einzelnen funktionalen Schichten können unterschiedliche Techniken angewandt werden. Es werden unter anderem Lift-off-Verfahren [29], mechanisches Kratzen [30] und Laserablation [31, 32] eingesetzt.

Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Darstellung der resultierenden Struktur eines Dünnschicht-Solarmoduls. Das fertige Modul besteht aus einer alternierenden Abfolge von aktiven Bereichen der Breite w_a , in denen elektrische Energie erzeugt wird, und

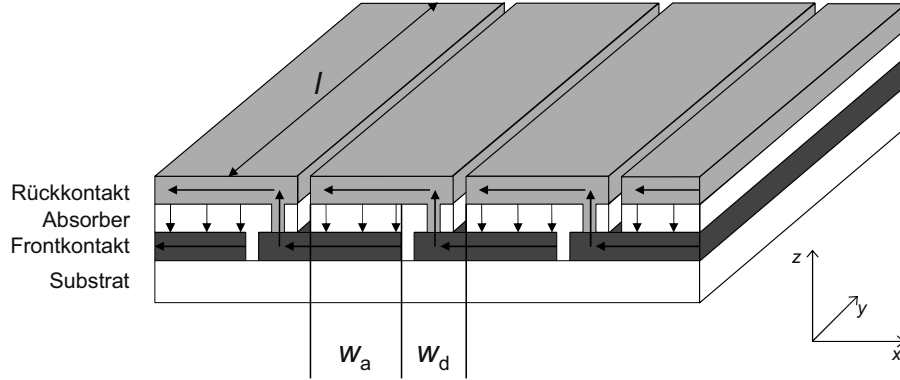


Abb. 2.6: Prinzipieller Aufbau eines Dünnschicht-Solarmoduls in Superstratkonfiguration. In dem Bereich mit der Breite w_a wird elektrische Energie erzeugt, wohingegen der Bereich mit der Breite w_d der Serienverschaltung dient. Die Länge eines Zellstreifens wird mit l bezeichnet.

Bereichen der Breite w_d , welche für die Energieproduktion verloren sind, und die ausschließlich der Verschaltung dienen. Die Breite w_d wird hauptsächlich durch die Strukturgrößen und die Positioniergenauigkeit des verwendeten Strukturierungsverfahrens vorgegeben.

Bei der Auslegung der Unterteilung eines Dünnschichtmoduls sind zwei Verlustprozesse zu berücksichtigen, zum einen Ohm'sche Verluste in den Kontaktschichten und zum anderen durch die Serienverschaltung hervorgerufene Flächenverluste. Diese beiden Verlustmechanismen werden im Folgenden genauer betrachtet.

2.2.1 Analyse der Ohm'schen Serienwiderstandsverluste eines Dünnschicht-Solarmoduls

Ein Ansatz zur Quantifizierung der angesprochenen Verluste geht auf ein Modell von Gupta et al. zurück [33], das die Verluste in einem einzelnen Zellstreifen beschreibt. Das Modell beruht auf der Annahme, dass im MPP die Spannung U_{MPP} und die Stromdichte J_{MPP} im gesamten Zellstreifen konstant sind. Die homogene Stromgeneration führt zu einem linearen Anstieg der Stromdichte auf den Kontaktflächen (vgl. Abb. 2.6). Dies ist insofern eine idealisierende Annahme, da in den Kontaktschichten ein Spannungsabfall stattfindet, der durch den Stromtransport hervorgerufen wird. Der Spannungsabfall führt dazu, dass der Arbeitspunkt abhängig von der Position im Zellstreifen variiert.

Inwieweit dieses Phänomen die Solarmoduleigenschaften beeinflusst, erörtert Kapitel 6 im Detail.

Eine weitere Vereinfachung im Gupta-Modell besteht darin, dass Änderungen der Solarzellencharakteristik, die die Schichtstrukturierung hervorrufen kann, nicht berücksichtigt werden. Das Modell beruht einzig auf geometrischen Überlegungen. Auf diese Problematik und darauf bezogene Lösungsansätze geht Abschnitt 2.2.2 gesondert ein.

Unter Vernachlässigung der Ohm'schen Verluste in den Kontaktschichten und der Flächenverluste, hervorgerufen durch die Strukturierung, würde ein Zellstreifen der Länge l eine maximale Leistung von

$$P_{\max} = -J_{\text{MPP}} U_{\text{MPP}} (w_a + w_d) l \quad (2.15)$$

liefern. Durch die Flächenverluste wird die maximal erzielbare Leistung um den Faktor

$$f_d = \frac{w_d}{w_a + w_d} \quad (2.16)$$

vermindert. Somit lassen sich die Flächenverluste durch Verbreiterung des aktiven Bereichs der Breite w_a reduzieren.

Die Ohm'schen Verluste innerhalb eines Solarmoduls fallen hauptsächlich im TCO-Frontkontakt an, da dieser eine weitaus geringere Leitfähigkeit besitzt, als der Rückkontakt aus Silber oder Aluminium ($\sigma_{\text{TCO}} \approx 80\text{-}250 \times 10^3 \text{ S/m}$, $\sigma_{\text{Ag}} \approx 60 \times 10^6 \text{ S/m}$). Deshalb kann der Rückkontakt für die weitere Verlustanalyse außer Acht gelassen werden. Falls er jedoch aus einer TCO/Dielektrikum-Kombination bestehen würde, wären die Ohm'schen Verluste innerhalb des Rückkontaktes auch zu berücksichtigen.

Betrachtet man den Querschnitt eines Zellstreifen-Elementes der Länge l , so beträgt der Stromfluss je Frontkontaktschicht dieses Querschnitts in Abhängigkeit von der Position x innerhalb des Zellstreifens

$$I_{\text{TCO}}(x) = J_{\text{MPP}} l x. \quad (2.17)$$

Dies liegt darin begründet, dass die Kontaktschichten den Strom der aktiven Halbleiterschichten sammeln, wodurch der Strom auf dem Frontkontakt $I_{\text{TCO}}(x)$ linear ansteigt. Dieser Strom hat bei einem TCO-Element der Länge l und der Breite dx den Ohm'schen Widerstand $dR_{\text{TCO}}(x)$ zu überwinden. Hierfür gilt

$$dR_{\text{TCO}}(x) = \frac{\rho_{\text{TCO}}}{l dx} dx = \frac{R_{\square, \text{TCO}}}{l} dx. \quad (2.18)$$

Dabei ist ρ_{TCO} der spezifische Widerstand und $R_{\square, \text{TCO}}$ der Flächenwiderstand des TCOs. Der Flächenwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ entspricht dem Quotienten aus ρ_{TCO} und d_{TCO} . Nach Gleichung (2.14) ergibt sich pro TCO-Element ein Leistungsverlust von

$$dP_{\text{TCO}} = I_{\text{TCO}}(x)^2 dR_{\text{TCO}}(x). \quad (2.19)$$

Setzt man in Gleichung (2.19) die Beschreibungen aus (2.17) und (2.18) ein und integriert die Verluste über den gesamten aktiven Bereich eines Zellstreifens auf, so ergeben sich die Ohm'schen Verluste in der Kontaktschicht zu

$$J_{\text{MPP}}^2 l R_{\square, \text{TCO}} \int_0^{w_a} x^2 dx = J_{\text{MPP}}^2 l R_{\square, \text{TCO}} \frac{w_a^3}{3}. \quad (2.20)$$

Setzt man P_{TCO} wieder ins Verhältnis zur maximal zur Verfügung stehenden Leistung P_{max} , so ergibt sich für den Verlustanteil, hervorgerufen durch das TCO,

$$f_{\text{TCO}} = \frac{P_{\text{TCO}}}{P_{\text{max}}} = - \frac{J_{\text{MPP}}}{U_{\text{MPP}}} \frac{R_{\square, \text{TCO}}}{3} \frac{w_a^3}{w_a + w_d}. \quad (2.21)$$

Die relativen Gesamtverluste als Summe aus den relativen TCO-Verlusten und den relativen Flächenverlusten ergeben sich zu

$$f_{\text{gesamt}} = f_d + f_{\text{TCO}} = \frac{w_d}{w_a + w_d} - \frac{J_{\text{MPP}}}{U_{\text{MPP}}} \frac{R_{\square, \text{TCO}}}{3} \frac{w_a^3}{w_a + w_d}. \quad (2.22)$$

Zu beachten ist hierbei, dass die Stromdichte im MPP einen negativen Wert annimmt, so dass die Ohm'schen Verluste f_{TCO} die Gesamtverluste f_{gesamt} nicht reduzieren (vgl. Definition der Stromrichtung in Abb. 2.3).

Gleichung (2.22) macht deutlich, dass der Verlustanteil f_{gesamt} von vielen Parametern abhängt. Die meisten Parameter sind jedoch durch die genutzten Strukturierungsverfahren (w_d) oder die verwendeten Materialien (J_{MPP} , U_{MPP} und $R_{\square, \text{TCO}}$) festgelegt. Der einzig freie Parameter bei der Auslegung der Unterteilung eines Dünnschicht-Solarmoduls ist die Breite w_a des aktiven Bereichs.

Die Abbildungen 2.7 (a) und (b) zeigen den Ohm'schen Verlustanteil f_{TCO} , den relativen Flächenverlust f_d sowie die Summe aus beiden f_{gesamt} in Abhängigkeit von der Breite w_a des aktiven Bereichs. Für die Berechnungen wurde die Breite des Verschaltungsbereichs $w_d = 300 \mu\text{m}$ gewählt. Dargestellt sind (a) eine amorphe Solarzelle auf AsahiU-Substrat und (b) eine mikrokristalline Solarzelle auf ZnO-Substrat. Für die Berechnung der Verluste wurden typische Zellparameter verwendet. Diese sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Die Abbildungen 2.7 (a) und (b) zeigen, dass die Flächenverluste f_d sowohl für die amorphe als auch die mikrokristalline Zelle mit steigender Breite w_a abnehmen, wohingegen die Ohm'schen Verluste f_{TCO} gleichzeitig zunehmen. Für die Summe der beiden Verluste f_{gesamt} ergibt sich ein Minimum, welches mit Hilfe von Gleichung (2.22) und der Bedingung

$$\frac{df_{\text{gesamt}}}{dw_a} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.23)$$

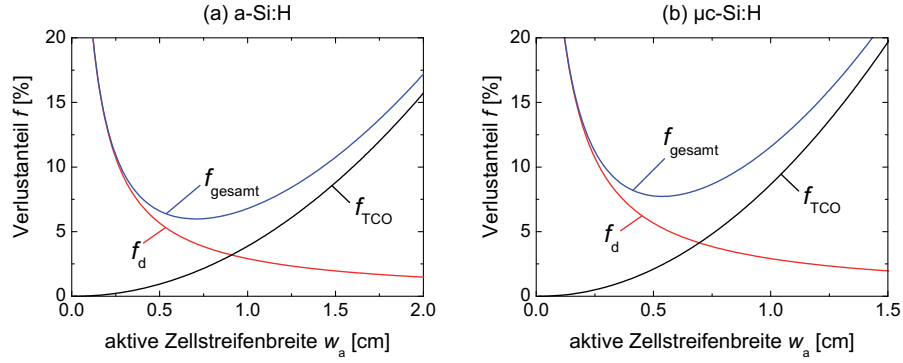


Abb. 2.7: Verlauf des Ohm'schen Verlustanteils f_{TCO} , des relativen Flächenverlustes f_d sowie der Summe aus beiden f_{gesamt} in Abhängigkeit von der Breite w_a des aktiven Bereichs. Dargestellt sind (a) eine amorphe Solarzelle auf AsahiU-Substrat und (b) eine mikrokristalline Solarzelle auf ZnO-Substrat. Die verwendeten Zellparameter sind in Tabelle 2.1 angegeben. Für die Berechnungen wurde die Breite des Verschaltungsbereichs w_d beider Zelltypen zu $300\,\mu\text{m}$ gewählt.

Tab. 2.1: Parameter der amorphen Zelle und der mikrokristallinen Zelle aus den Abbildungen 2.7 (a) und (b).

	a-Si:H	$\mu\text{c-Si:H}$
offenen Klemmspannung U_{oc}	900 mV	520 mV
Kurzschlussstromdichte J_{sc}	-12.62 mA/cm ²	-24.00 mA/cm ²
MPP-Spannung U_{MPP}	765 mV	437 mV
MPP-Stromdichte J_{MPP}	-10.17 mA/cm ²	-20.87 mA/cm ²
Diodenidealitätsfaktor n	1.39	1.36
TCO-Schichtwiderstand $R_{\square,\text{TCO}}$	9 Ω	5.6 Ω

berechnet werden kann. Für die amorphe Zelle liegt das Minimum bei ca. $w_{a,\text{opt}} = 0.71\text{ cm}$ und für die mikrokristalline Zelle bei ca. $w_{a,\text{opt}} = 0.54\text{ cm}$. Im Minimum beträgt der relative Gesamtverlust $f_{\text{gesamt}} = 5.98\%$ (a-Si:H) bzw. 7.73% ($\mu\text{c-Si:H}$). Die Verluste f_{gesamt} sind bei der mikrokristallinen Zelle höher, da die Stromdichte J_{MPP} deutlich größer ist als bei der amorphen Zelle. Dies kann auch von dem geringeren Schichtwiderstand $R_{\square,\text{TCO}}$ des verwendeten TCOs nicht kompensiert werden.

2.2.2 Erweiterung des Gupta-Modells

Die vorliegende Arbeit analysiert den Einfluss der Laserablation auf die Solarzelle. Wie in den späteren Kapiteln gezeigt wird, wirkt sich eine nicht optimale Strukturierung der funktionalen Schichten negativ auf die Solarzellencharakteristik aus. So kann durch die Strukturierung des Absorbers eine schlecht leitfähige Barrierschicht entstehen, welche den Stromfluss in der Serienschaltung behindern kann (vgl. Kapitel 4). Durch die Rückkontaktstrukturierung wird die Dunkelleitfähigkeit der Solarzelle erhöht, was insbesondere den Füllfaktor FF reduziert (vgl. Kapitel 5). Sehr gut leitfähige Dotierschichten können zudem den Parallelwiderstand R_p reduzieren. Abbildung 2.8 stellt die Problembereiche dar.

Gupta et al. gehen in ihrem Modell jedoch von einer idealen Serienschaltung ohne elektrische Verluste aus. Deshalb wird im Folgenden das Modell dahingehend erweitert, dass Probleme der Serienschaltung in einfacher Form berücksichtigt werden. Hierzu werden, wie in Abbildung 2.8 angedeutet, Probleme der Absorberstrukturierung in erster Näherung durch einen zusätzlichen Serienwiderstand $R_{s,P2}$ dargestellt. Der Einfluss der Front- und Rückkontaktstrukturierung hingegen wird durch einen zusätzlichen Parallelwiderstand $R_{p,P1,3}$ beschrieben. Der einzelne Zellstreifen wird auch

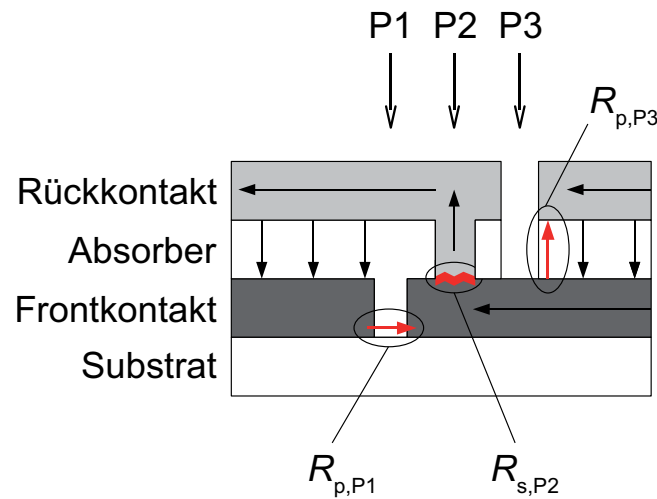


Abb. 2.8: Verschaltungsbereich eines Dünnschicht-Solarmoduls. Im Bereich der P1- und der P3-Strukturierung können zusätzliche Ohm'sche Parallelwiderstände einen Shunt hervorrufen. Im Bereich der P2-Strukturierung kann der Stromfluss durch einen Serienwiderstand behindert werden.

hier als Bauelement betrachtet, welches unabhängig von seiner Beschaltung stets im MPP arbeitet.

Der Serienwiderstand $R_{s,P2}$ ist linear abhängig vom Kehrwert der Zellstreifenlänge l . Es gilt

$$R_{s,P2} = \frac{R'_{s,P2}}{l}. \quad (2.24)$$

Hierbei stellt $R'_{s,P2}$ den längenspezifischen Zusatzwiderstand dar. Für einen Zellstreifen der aktiven Breite w_a und der Länge l ergibt sich eine Verlustleistung in $R_{s,P2}$ von

$$P_{P2} = R_{s,P2} (I_{MPP})^2 = w_a^2 l R'_{s,P2} J_{MPP}^2. \quad (2.25)$$

Der relative Verlustanteil f_{P2} beträgt infolge dessen

$$f_{P2} = \frac{P_{P2}}{P_{\max}} = -w_a R'_{s,P2} \frac{J_{MPP}}{U_{MPP}}. \quad (2.26)$$

Die Verluste im Parallelwiderstand $R_{p,P1,3}$ lassen sich in ähnlicher Weise herleiten. Die Größe des Widerstandes $R_{p,P1,3}$ ist ebenfalls linear abhängig vom Kehrwert der Zellstreifenlänge l . Es ergibt sich analog zu Gleichung (2.24)

$$R_{p,P1,3} = \frac{R'_{p,P1,3}}{l}, \quad (2.27)$$

wobei $R'_{p,P1,3}$ den längenspezifischen Parallelwiderstand darstellt. Für die zusätzlichen Ohm'schen Verluste eines Zellstreifens gilt

$$P_{P1,3} = \frac{U_{MPP}^2}{R_{p,P1,3}} = l \frac{U_{MPP}^2}{R'_{p,P1,3}}, \quad (2.28)$$

wodurch für den Verlustanteil folgt

$$f_{P1,3} = \frac{P_{P1,3}}{P_{\max}} = -\frac{U_{MPP}}{w_a R'_{p,P1,3} J_{MPP}}. \quad (2.29)$$

Werden die beiden zusätzlichen Verlustmechanismen bei der Berechnung der relativen Gesamtverluste berücksichtigt, so ergibt sich

$$f_{\text{Gesamt,ext}} = \frac{w_d}{w_a + w_d} - \frac{J_{MPP}}{U_{MPP}} \left(\frac{R_{\square,TCO}}{3} \frac{w_a^3}{w_a + w_d} + w_a R'_{s,P2} \right) - \frac{U_{MPP}}{w_a R'_{p,P1,3} J_{MPP}}. \quad (2.30)$$

Abbildung 2.9 (a) zeigt für eine amorphe Solarzelle den Einfluss des spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ auf die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} in Abhängigkeit von der Breite w_a des aktiven Bereichs ($R'_{p,P1,3} = \infty, w_d = 300 \mu\text{m}$). Die Parameter der amorphen Zelle sind in Tabelle 2.1 angegeben. Der spezifische Serienwiderstand $R'_{s,P2}$ wurde in $1 \Omega\text{cm}$ -Schritten von $1 \Omega\text{cm}$ bis $5 \Omega\text{cm}$ erhöht. Zusätzlich sind als Bezugsgröße die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} für $R'_{s,P2} = 0 \Omega\text{cm}$ dargestellt.

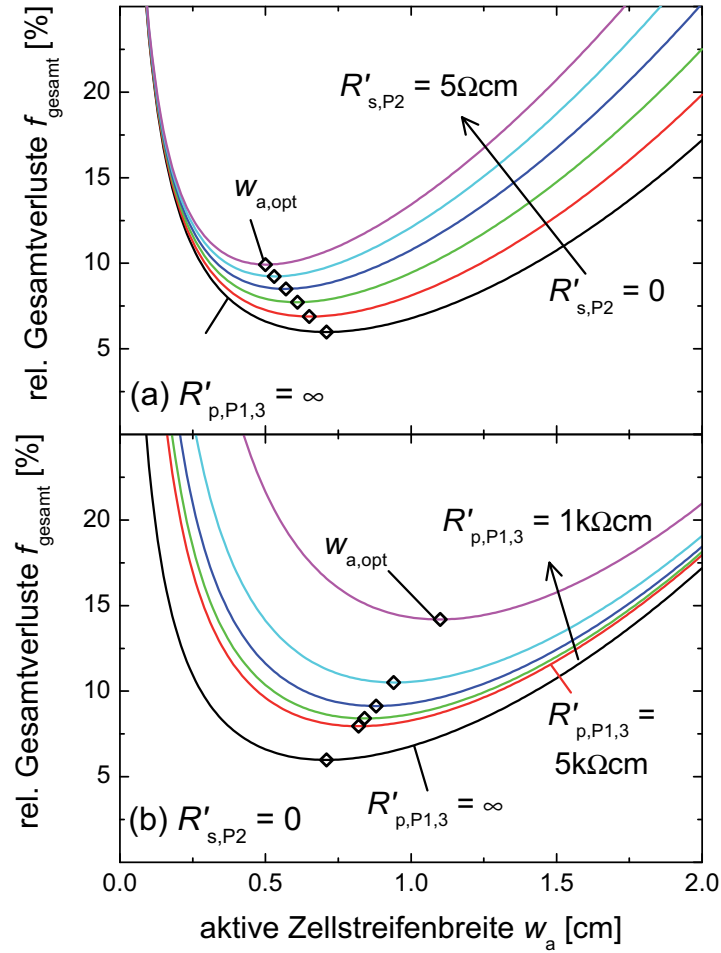


Abb. 2.9: (a) Einfluss des spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ auf die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} einer amorphen Solarzelle in Abhängigkeit von der Breite w_a des aktiven Bereichs. Der spezifische Serienwiderstand $R'_{s,P2}$ wurde in $1 \Omega\text{cm}$ -Schritten erhöht. (b) Einfluss des spezifischen Parallelwiderstandes $R'_{p,P1,3}$ auf die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} einer amorphen Zelle in Abhängigkeit von der Breite w_a des aktiven Bereichs. Der spezifische Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ wurde in $1 \text{ k}\Omega\text{cm}$ -Schritten von $5 \text{ k}\Omega\text{cm}$ auf $1 \text{ k}\Omega\text{cm}$ reduziert.

Durch die Einführung des spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ erhöhen sich die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} von 6 % bei $R'_{s,P2} = 0 \Omega\text{cm}$ auf 10 % bei $R'_{s,P2} = 5 \Omega\text{cm}$. Zudem reduziert sich die optimale Zellstreifenbreite $w_{a,\text{opt}}$ mit steigendem $R'_{s,P2}$. Der Grund hierfür ist, dass bei kleinerer Zellstreifenbreite w_a weniger Strom produziert wird, wodurch weniger Verluste in dem spezifischen Widerstand $R'_{s,P2}$ entstehen (vgl. Gleichung (2.26)).

Abbildung 2.9 (b) zeigt für eine amorphe Solarzelle den Einfluss des spezifischen Parallelwiderstandes $R'_{p,P1,3}$ auf die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} ($R'_{s,P2} = 0 \Omega\text{cm}$, $w_d = 300 \mu\text{m}$). Der spezifische Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ wurde in $1000 \Omega\text{cm}$ -Schritten von $5000 \Omega\text{cm}$ auf $1000 \Omega\text{cm}$ reduziert. Als Bezugsgröße sind ebenfalls die relativen Gesamtverluste f_{gesamt} ohne zusätzliche Ohm'sche Verluste in der Serienverschaltung dargestellt ($R'_{p,P1,3} = \infty$).

Der spezifische Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ führt ebenfalls zu einer Erhöhung der relativen Gesamtverluste f_{gesamt} . Diese steigen mit sinkendem spezifischen Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ von 6 % bei $R'_{p,P1,3} = \infty$ auf 14.3 % bei $R'_{p,P1,3} = 1000 \Omega\text{cm}$. Die optimale Zellstreifenbreite $w_{a,\text{opt}}$ steigt mit sinkendem $R'_{p,P1,3}$. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Verluste über dem spezifischen Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ im Modell lediglich von der Zellspannung U_{MPP} abhängen. Diese ist unabhängig von der Zellstreifenbreite w_a . Somit bleiben die Verluste $P_{P1,3}$ mit steigender Breite w_a konstant, wohingegen sich die erzeugte Leistung P_{max} erhöht. Hierdurch reduzieren sich die relativen Parallelwiderstandsverluste $f_{P1,3}$ mit steigendem w_a (vgl. Gleichung (2.29)).

Die Erweiterung des Gupta-Modells dient lediglich einer Abschätzung der von einem zusätzlichen Serienwiderstand $R_{s,P2}$ oder Parallelwiderstand $R_{p,P1,3}$ verursachten Verluste. Das Modell geht davon aus, dass die Solarzelle stets einen konstanten MPP-Punkt besitzt. Dies ist in der Realität allerdings nicht der Fall. Sowohl durch den Serienwiderstand $R_{s,P2}$ als auch durch den Parallelwiderstand $R_{p,P1,3}$ wird der MPP-Punkt verschoben. Beispielsweise würde sich mit steigendem Parallelwiderstand $R_{p,P1,3}$ der MPP-Punkt hin zu kleineren Spannungen U verschieben, da sich die Verluste in $R_{p,P1,3}$ aufgrund von

$$P_{P1,3} = \frac{U_{\text{MPP}}^2}{R_{p,P1,3}} \quad (2.31)$$

quadratisch reduzieren würden, wohingegen die von der Solarzelle generierte Leistung

$$P_{\text{max}} = I_{\text{MPP}} U_{\text{MPP}} \quad (2.32)$$

höchstens linear sinkt.

Insbesondere für große Serienwiderstände $R_{s,P2}$ und kleine Parallelwiderstände $R_{p,P1,3}$ können durch den beschriebenen Effekt der Arbeitspunktverschiebung große Abweichungen zu den Modellergebnissen entstehen. Um den Fehler des erweiterten Gupta-Modells grob abzuschätzen, wurde einer Methode von Green verwendet [26]. Diese erlaubt auf empirische Weise den Füllfaktor FF einer Solarzelle in Abhängigkeit ihres Serienwiderstandes R_s und ihres Parallelwiderstandes R_p zu bestimmen.

Zunächst wurde der maximal erzielbare Füllfaktor FF_{\max} der amorphen Solarzelle aus Tabelle 2.1 berechnet, der sich bei Vernachlässigung aller Ohm'schen Verluste ergibt. Da die Methode nach Green keinerlei Sammlungsverluste berücksichtigt, ergab sich hierbei ein sehr hoher Wert von $FF_{\max} = 83.6\%$. Anschließend wurde der Füllfaktor FF als Funktion des spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ und des spezifischen Parallelwiderstandes $R'_{p,P1,3}$ bestimmt. Hierbei wurde zuerst mit Hilfe von Gleichung (2.30) die optimale Zellstreifenbreite für den jeweiligen Widerstandswert berechnet, und mit diesem Wert als nächstes der neue Füllfaktor FF ermittelt. Die Reduzierung des Füllfaktors FF gegenüber dem maximalen Füllfaktor FF_{\max} stellt eine grobe Abschätzung für den Fehler des erweiterten Gupta-Modells dar.

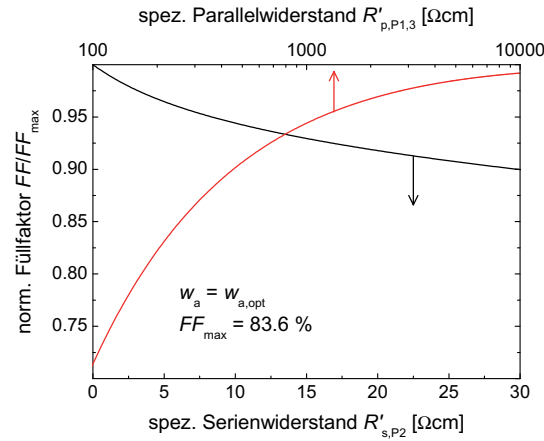


Abb. 2.10: Einfluss eines zusätzlichen spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ (schwarz) bzw. eines zusätzlichen spezifischen Parallelwiderstandes $R'_{p,P1,3}$ (rot) auf den Füllfaktor FF einer amorphen Solarzelle. Dargestellt ist der Quotient aus Füllfaktor FF und maximalem Füllfaktor FF_{\max} , der sich bei Vernachlässigung der Ohm'schen Verluste ergibt. Die Füllfaktoren wurden empirisch nach einer Methode von Green berechnet [26].

Abbildung 2.10 zeigt den normierten Füllfaktor FF/FF_{\max} sowohl als Funktion des spezifischen Serienwiderstandes $R'_{s,P2}$ (schwarz), als auch des spezifischen Parallelwiderstandes $R'_{p,P1,3}$ (rot). Für einen spezifischen Serienwiderstand $R'_{s,P2} \leq 8.2 \Omega\text{cm}$ wie auch für einen spezifischen Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3} > 1.2 \text{ k}\Omega\text{cm}$ stellt sich eine Reduktion des Füllfaktors FF von weniger 5 % ein. Für einen größeren spezifischen Serienwiderstand $R'_{s,P2}$ bzw. einen kleineren spezifischen Parallelwiderstand $R'_{p,P1,3}$ sinkt der normierte Füllfaktor FF/FF_{\max} , so dass der relative Fehler des erweiterten Gupta-Modells größer wird. Da für optimierte Solarzellen diese Widerstandsbereiche aufgrund der hohen Ohm'schen Verluste ohnehin nicht interessant sind, ist dort eine Abweichung des Modells nebensächlich.

2.3 Funktionale Schichten

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über die in einer Silizium-Dünnschicht-Solarzelle verwendeten Materialien. Es wird sowohl kurz die Herstellung der einzelnen Schichten, als auch deren für die Solarzelle relevanten Eigenschaften dargestellt.

2.3.1 Frontkontakt

Für Silizium-Dünnschicht-Solarzellen in Superstratkonfiguration werden hauptsächlich zwei verschiedene Frontkontakt-Materialien verwendet, Zinkoxid (ZnO) oder Zinndioxid (SnO_2). Auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich diese beiden Materialien als Kontaktschicht verwendet. Hierbei wurden die mit ZnO beschichteten Substrate am IEF-5 hergestellt (im Folgenden kurz ZnO-Substrat), wohingegen als SnO_2 -Substrat kommerziell erhältliche Substrate der Firma Asahi, Typ U, verwendet wurden (im Folgenden kurz AsahiU-Substrat).

Die Herstellung der Frontkontaktschichten kann durch unterschiedliche Methoden erfolgen. Die am IEF-5 zur Herstellung des ZnO favorisierte Methode ist die Kathodenzerstäubung, auch Sputtern genannt. Hierbei werden im RF-Plasma erzeugte Argon-Ionen auf ein Target, bestehend aus Zinkoxid, beschleunigt. Die auftreffenden Argon-Ionen schlagen Material aus dem Target heraus. Gegenüberliegend zum Target befindet sich das Substrat, welches mit ZnO beschichtet werden soll. Die aus dem Target gelösten Atome und Moleküle schlagen sich ihrerseits auf dem Substrat nieder, wodurch ein Schichtwachstum hervorgerufen wird. Als Resultat erhält man eine glatte ZnO-Schicht mit einer Dicke von ca. 800 nm. Details zur Herstellung der Schichten findet

man in [11–13]. Über das Herstellungsverfahren der kommerziell erhältlichen AsahiU-Substrate sind hier keine genauen Details bekannt.

Dem Frontkontakt kommt bei Dünnschichtsolarzellen eine entscheidende Rolle zu. So wurde bereits in Abschnitt 2.1 kurz erläutert, dass er drei wichtige Eigenschaften besitzen muss. Erstens muss er hoch transparent sein, um die ankommende Strahlung transmittieren zu können. Zweitens muss er hoch leitfähig sein, um den im Absorber generierten Strom abtransportieren zu können, und drittens muss er die Fähigkeit besitzen, das Licht möglichst gut in die Solarzelle einzukoppeln und in ihr gefangen zu halten (Light-Trapping).

Die verwendeten Metalloxide sind direkte Halbleiter. Als unmittelbare Konsequenz aus ihrer sehr großen Bandlücke von ca. 3.2 eV bis 3.4 eV für Zinkoxid [34] bzw. mehr als 3.7 eV für Zinndioxid [35] weisen sie eine hohe Transparenz im sichtbaren und nahen Infrarotbereich auf. Um eine ausreichend hohe Leitfähigkeit zu erhalten, werden die TCO-Materialien bis in die Entartung dotiert. Hierdurch erreicht man elektrische Leitfähigkeiten σ_{TCO} , die in der Größenordnung der elektrischen Leitfähigkeit σ_{metal} von Metallen liegen [12]. Allerdings führen die durch die Dotierung eingebrachten Ladungsträger im langwelligen Bereich des Lichtspektrums zu einem Anstieg der Absorption A , da in diesem Spektralbereich die Plasmafrequenz der freien Ladungsträger liegt. Somit können die freien Ladungsträger resonant in Schwingung versetzt werden, was zu den Absorptionsverlusten führt. Im Falle von ZnO wird als Dotiermaterial Aluminium verwendet, welches sich anstelle des Zinks in das Wurtzitgitter einlagert [11] und somit eine n-Dotierung hervorruft. Das SnO_2 der AsahiU-Substrate hingegen ist mit Fluor dotiert, welches ebenfalls eine n-Dotierung bewirkt.

Um eine gute Lichteinkopplung in den Absorberbereich der Solarzelle zu erreichen, besitzen die verwendeten TCO-Schichten eine möglichst raue Oberfläche. Da die Oberflächenrauheit δ_{RMS} der ZnO-Substrate nach der Herstellung jedoch sehr gering ist, wird durch einen nachträglichen nasschemischen Ätzschritt die Oberflächenrauheit δ_{RMS} deutlich erhöht [36]. Im Falle von AsahiU-Substraten ist dieser Prozessschritt nicht erforderlich, da bereits während der Deposition des Zinndioxid eine ausreichende Rauheit δ_{RMS} entsteht.

Die Abbildungen 2.11 (a) und (b) zeigen die Transmission T , Reflexion R und Absorption A der beiden zuvor beschriebenen Substrattypen als Funktion der Wellenlänge λ . Die dargestellten Daten des ZnO-Substrates wurden an einer noch nicht nasschemisch texturierten Probe gemessen.

Für kleine Wellenlängen λ unterhalb ca. 350 nm ist die Photonenenergie E_{Photon} für beide Substrattypen groß genug, um Elektronen ins Leitungsband zu heben, weshalb

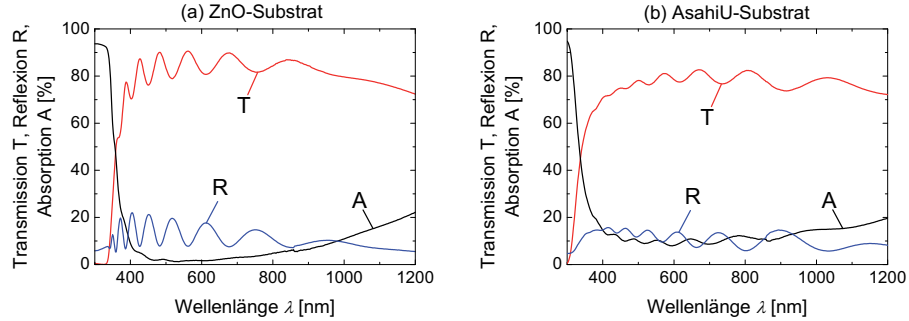


Abb. 2.11: Transmission T , Reflexion R und Absorption A der beiden zuvor beschriebenen Substrattypen als Funktion der Wellenlänge λ . (a) ZnO und (b) SnO₂, Typ AsahiU.

die Absorption A auf Werte von ca. 95 % steigt. Für höhere Wellenlängen λ sinkt die Absorption A schlagartig auf Werte zwischen 0 % und 10 %. Dieser Spektralbereich ist somit nutzbar für den anschließenden Absorberteil der Solarzelle. Im nahen Infrarotbereich ab einer Wellenlänge $\lambda \approx 1000$ nm steigt die zuvor beschriebene freie Ladungsträgerabsorption. Die Modulation insbesondere der Transmissions- und Reflexionssignale kommt durch Fabry-Perot Interferenzen zustande. Diese sind das Resultat konstruktiver und destruktiver Überlagerungen des Lichtes. Im Falle des AsahiU-Substrates wird dieser Effekt jedoch durch die raue Oberfläche des SnO₂ stark gedämpft.

Tabelle 2.2 gibt einen kurzen Überblick über die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Frontkontaktmaterialien. Die Angaben für ZnO gelten hierbei für nasschemisch texturiertes Material [37]. Der Absorptionskoeffizient α ist für die drei Wellenlängen

Tab. 2.2: Physikalische Eigenschaften der verwendeten Frontkontaktmaterialien. Die Angaben für ZnO gelten hierbei für nasschemisch texturiertes Material.

	ZnO	AsahiU
Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$	5 - 6 Ω	8 - 11 Ω
Dicke in der Solarzelle d_{TCO}	~ 650 nm	~ 850 nm
Rauheit δ_{RMS}	120 - 130 nm	40 - 50 nm
Absorptionskoeffizient α ($\lambda = 355$ nm)	7081 cm ⁻¹	832 cm ⁻¹
Absorptionskoeffizient α ($\lambda = 532$ nm)	282 cm ⁻¹	172 cm ⁻¹
Absorptionskoeffizient α ($\lambda = 1064$ nm)	960 cm ⁻¹	1065 cm ⁻¹

gen $\lambda = 355 \text{ nm}$, 532 nm und 1064 nm explizit angegeben. Diese Wellenlängen λ werden in der vorliegenden Arbeit als Laserwellenlängen zur Materialablation verwendet.

2.3.2 Absorber

Als Absorber kommen in der vorliegenden Arbeit ausschließlich Materialien auf der Basis von hydrogeniertem, amorphem und mikrokristallinem Silizium zum Einsatz. Sowohl die amorphen als auch der mikrokristallinen Siliziumschichten wurden mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung, kurz PECVD, hergestellt. Details hierzu finden sich beispielsweise in [21, 22, 38]. Im Folgenden werden die Eigenschaften der beiden Materialsysteme dargestellt.

Amorphes Silizium

1976 wurde von Carlson und Wronski zum ersten Mal über den Einsatz von hydrogeniertem, amorphem Silizium (a-Si:H) in Solarzellen berichtet [39]. Amorphe Materialien zeichnen sich dadurch aus, dass ihre Atome nur eine Nahordnung, jedoch keine Fernordnung besitzen. Das heißt, die Atome sind über mehrere Atomabstände hinweg in keiner periodischen Struktur angeordnet. Allerdings besitzen unmittelbar benachbarte Atome eine Ordnung zueinander, die der in kristallinem Material ähnelt. Hierbei treten jedoch kleine Abweichungen in den Bindungslängen, den Bindungswinkeln oder aber auch durch offene Bindungen auf. Diese Abweichungen führen akkumuliert über einige Atomabstände zu der fehlenden Fernordnung.

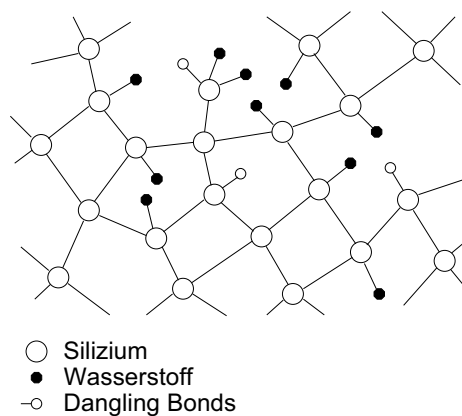


Abb. 2.12: Schematische Skizze der Atomanordnung in amorphem Silizium [21]

Abbildung 2.12 zeigt die prinzipielle Struktur von a-Si:H. Amorphes Silizium besitzt infolge der Unordnung keine scharfe Bandlücke wie bspw. kristallines Silizium. Jedoch nimmt auch bei amorphem Silizium in einem Energiebereich, welcher der Bandlücke bei kristallinem Material entspricht, die Zustandsdichte der Elektronen stark ab. In diesem Energiebereich sind die Zustände lokalisiert, wodurch ein Elektronen- bzw. Löchertransport verhindert wird. Die Zustände in den Bändern hingegen sind, wie im kristallinen Silizium, delokalisiert. Als Folge dessen sind die Elektronen und Löcher beweglich. Bei amorphen Halbleitern spricht man deshalb eher von Beweglichkeitslücke als von Bandlücke.

Die Ausläufer der Zustandsdichte nahe der Beweglichkeitskante entstehen hauptsächlich durch falsche Bindungslängen oder Bindungswinkel. Hingegen werden tiefe Defekte nahe der Mitte der Beweglichkeitslücke hauptsächlich durch offene Siliziumbindungen, s. g. dangling bonds, hervorgerufen. Insbesondere die tiefen Defekte mindern die elektrische Qualität der amorphen Siliziumschichten, da sie Rekombinationszentren für Elektron-Loch-Paare darstellen. Durch den Einbau von Wasserstoff (Hydrogenierung) können die offenen Bindungen größtenteils passiviert werden, so dass die Dichte der tiefen Defekte um ca. drei Größenordnungen abnimmt ($10^{19} \text{ cm}^{-3} \rightarrow 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Typischerweise besitzt a-Si:H einen Wasserstoffanteil von 10 % bis 20 %. Erst durch die Passivierung der Defekte kann a-Si:H in elektro-optischen Bauelementen verwendet werden und beispielsweise Solarzellen mit gutem Wirkungsgrad η hergestellt werden.

Ein inhärenter Nachteil des amorphen Siliziums ist die lichtinduzierte Alterung, besser bekannt als Staebler-Wronski-Effekt [40]. Unter Lichteinfluss werden verspannte kovalente Bindungen, s. g. weak bonds, aufgebrochen. Dadurch werden neue tiefe Defekte generiert. Diese fungieren, wie oben beschrieben, als Rekombinationszentren für photogenerierte Ladungsträger. Als Folge dessen wirkt sich die lichtinduzierte Alterung nachteilig auf die Solarzeleigenschaften aus. So sinkt der Wirkungsgrad η von amorphen Solarzellen unter Lichteinfluss stetig, bis sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt. Der initiale Wirkungsgrad η_{init} , den die Solarzelle nach Herstellung besitzt, reduziert sich dadurch relativ um bis zu 20 %.

Die optische Bandlücke $E_{\text{gap,opt}}$ von amorphem Silizium beträgt ca. 1.7 eV bis 1.9 eV. Aufgrund der Unordnung und der daraus resultierenden Defektzustände werden im amorphen Silizium Ladungsträger häufig gestreut. Hierdurch wird die mittlere freie Weglänge der Elektronen herabgesetzt sowie die Kohärenz der Bloch-Wellen gestört. Wird die freie Weglänge bis auf atomare Distanzen reduziert, führt die Wellenzahl-Unschärfe dazu, dass quasi direkte Band-Band-Übergänge ermöglicht werden [41]. Deshalb wird amorphes Silizium der Rubrik quasi-direkter Halbleiter zugeordnet. Als Folge

dessen ist die Wahrscheinlichkeit der Absorption eines Photons, dessen Energie E_{Photon} mindestens der Energie $E_{\text{gap,opt}}$ der optischen Bandlücke entspricht, sehr hoch. Diese Eigenschaft spiegelt sich in großen Absorptionskoeffizienten α wieder, welche für $E_{\text{Photon}} > E_{\text{gap,opt}}$ deutlich höher sind, als von vergleichbaren Halbleitern mit indirekter optischer Bandlücke. Abbildung 2.13 zeigt für amorphes Silizium den typischen Verlauf des Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Photonenenergie E_{Photon} . Zum Vergleich sind die Absorptionskoeffizienten α von mikrokristallinem und einkristallinem Silizium eingezeichnet.

Mikrokristallines Silizium

Hydrogeniertes mikrokristallines Silizium ($\mu\text{c-Si:H}$) wurde erstmals 1968 von Vepřek und Mareček hergestellt [43]. Im Jahr 1990 wurde das erste mal über die Verwendung von $\mu\text{c-Si:H}$ als Absorbermaterial in Solarzellen berichtet [44]. Anders als in amorphem Silizium existieren in mikrokristallinem Silizium Bereiche, die über mehrere Atomabstände hinweg eine periodische Anordnung der Siliziumatome aufweisen. Diese s. g. Kristallite haben eine Ausdehnung von ca. 3 nm bis 30 nm [45] und können unterschiedliche Kristallorientierungen besitzen. Sie sind in der Regel von amorphem Material umgeben. Da innerhalb der Kristallite nahezu keine verspannten Siliziumbindungen, die

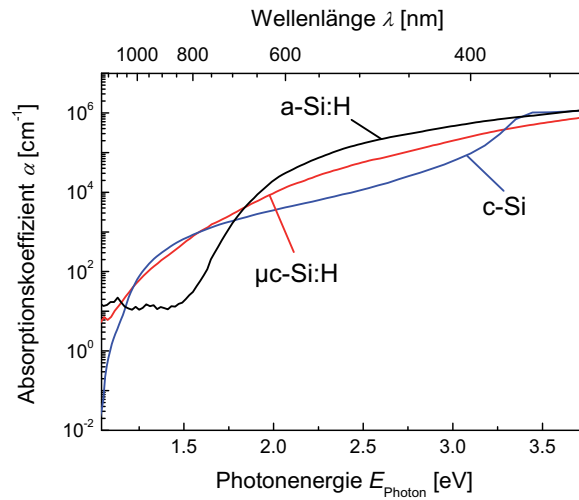


Abb. 2.13: Absorptionskoeffizienten α von amorphem (schwarz) und mikrokristallinem (rot) Silizium als Funktion der Photonenenergie E_{Photon} . Zum Vergleich ist der Verlauf des Absorptionskoeffizienten α von einkristallinem Silizium (blau) dargestellt [42].

unter Lichteinfluss aufbrechen könnten, existieren, ist der Effekt der lichtinduzierten Alterung bei $\mu\text{c-Si:H}$ Zellen sehr gering [21]. Gute mikrokristalline Solarzellen besitzen einen kristallinen Volumenanteil χ_c von ca. 60 % bis 70 % [46].

Ähnlich dem amorphen Silizium besitzt auch $\mu\text{c-Si:H}$ einen hohen Wasserstoffanteil, welcher benötigt wird, um offene Siliziumbindungen zu passivieren. Zusätzlich passiviert der amorphe Volumenanteil die zwischen den Kristalliten vorhandenen Korngrenzen. Trotzdem ist die Ladungsträgerlebensdauer τ in mikrokristallinem Silizium deutlich geringer als in einkristallinem Silizium.

Mikrokristallines Silizium ist, wie kristallines Silizium, ein indirekter Halbleiter mit einer Bandlücke von $E_{\text{gap}} \approx 1.1 \text{ eV}$. Die Wahrscheinlichkeit einer Photonenabsorption ist gering, da zusätzlich zum Photon ein Phonon am Absorptionsvorgang beteiligt sein muss. Aufgrund der geringen Bandlücke E_{gap} besitzt $\mu\text{c-Si:H}$ jedoch die Fähigkeit, auch Photonen aus dem Spektralbereich zwischen ca. 800 nm und 1100 nm zu absorbieren (Abb. 2.13). Dies ist eine wichtige Eigenschaft, da in diesem Bereich ca. 20 % der eingestrahnten Sonnenenergie liegen. Jedoch sind aufgrund der geringen Bandlücke auch die Thermalisierungsverluste höher als bei amorphen Solarzellen. Dementsprechend besitzt eine mikrokristalline Solarzelle einen höheren Photostrom I_{ph} als eine amorphe Solarzelle, jedoch auch eine geringere offene Klemmspannung U_{oc} .

2.3.3 Rückkontakt

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete Standard-Rückkontakt besteht aus einer Silber-Zinkoxid-Kombination. Auf dem Absorber befindet sich zunächst eine ca. 80 nm dicke ZnO-Schicht, gefolgt von einer ca. 200 nm dicken Silberschicht. Auf dieser Silberschicht befindet sich nochmals eine ca. 80 nm dicke ZnO-Schicht. Diese letzte ZnO-Schicht besitzt keinerlei optische oder elektrische Funktion. Allerdings hat sich gezeigt, dass durch diese Schicht die Laserablation des Rückkontaktsystems positiv beeinflusst wird [47] und sich die Haltbarkeit des Rückkontaktes erhöht, da dessen Silberschicht vor Umwelteinflüssen geschützt wird. Das gesamte Rückkontaktsystem wurde mittels des Sputterverfahrens hergestellt (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Das Rückkontaktsystem ist durch die Verwendung von Silber für einen Großteil des Sonnenspektrums hoch reflektierend. Allerdings können an der Grenzfläche Silizium-Silber optische Verluste entstehen, welche durch das Einbringen von Zinkoxid als Zwischenschicht reduziert werden [48–50]. Überwiegend kann der Rückkontakt als idealer Leiter angesehen werden, da die hierin entstehenden Ohm'schen Verluste deutlich geringer sind als im Frontkontakt.

2.4 Grundlagen der Laserablation

1962 entwickelte Theodore Maiman das erste funktionstüchtige Gerät zur Verstärkung von Licht durch stimulierte Emission von Strahlung [51], kurz den Laser. Die Möglichkeit der stimulierten Emission, welche den Aufbau eines Lasers erst ermöglicht, wurde bereits 1916 durch Albert Einstein postuliert [52]. Ein Medium, welches sich in einem angeregten Zustand befindet, wird durch ein einfallendes Photon zur Aussendung eines Photons gleicher Energie, gleicher Phasenlage und gleicher Richtung stimuliert. Als Folge der Emission gleichartiger Photonen besitzt Laserstrahlung besondere Eigenschaften, die sie einerseits klar von thermisch erzeugtem Licht abgrenzen und andererseits für wissenschaftliche und technologische Zwecke als Werkzeug interessant machen. Im Einzelnen sind dies [53]:

1. Möglichkeit zur Erzeugung hoher Intensitäten
2. Laserstrahlung ist gebündelt und gerichtet
3. Nahezu perfekte Monochromasie
4. Große Kohärenzlänge
5. Intensitätsstatistik geringer Breite
6. Möglichkeit zur Erzeugung zeitlich ultrakurzer Pulse

Die Eigenschaften der Laserstrahlung sind aus mehreren Gründen vorteilhaft für die Materialbearbeitung. So kann aufgrund unterschiedlicher Absorptionsspektren von bspw. Frontkontakt und Absorber die Monochromasie der Laserstrahlung genutzt werden, um die verschiedenen funktionalen Schichten der Solarzelle selektiv zu bearbeiten. Zudem kann durch die gute Fokussierbarkeit und die hierdurch erzielbaren hohen Intensitäten ein lokal sehr begrenzter Bereich bearbeitet werden. Des Weiteren sorgen zeitlich ultrakurze Pulse dafür, dass der Einfluss thermischer Diffusion auf nicht bestrahlte Bereiche enorm reduziert wird. Zusammengefasst kann festgehalten werden, dass mit Hilfe von Laserstrahlung ein zeitlich und räumlich stark lokalisierter Energieeintrag möglich ist.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Laser als Strahlwerkzeug zur selektiven Ablation der funktionalen Schichten einer Solarzelle verwendet. Hierdurch kann die monolithische Serienverschaltung realisiert werden. Erste Laserablationsexperimente sind annähernd so alt, wie der Laser selber. So berichteten Brech und Cross 1962 das erste Mal über die Verwendung eines Rubinlasers zur Verdampfung von Festkörperoberflächen [54].

Die zur Materialablation führenden Prozesse werden in der Regel durch die Umwandlung optischer Energie in thermische Energie ausgelöst. Das zu entfernende Material wird lokal aufgeheizt bis es schmilzt, verdampft oder sublimiert. Sofern die Gittertemperatur hoch genug ist, können sich schlagartig einzelne Atome oder ganze Atom-Cluster vom Festkörper lösen. Zudem kann durch den Gasdruck, der durch Verdampfung oder Sublimation entsteht, weiteres Material aus der Ablationsregion entfernt werden. Wie der Ablationsvorgang im Detail verläuft hängt außer von der eingebrachten optischen Energie bzw. verwendeten Leistung auch von dem Verhältnis zwischen eingebrachter Energie und durch Wärmediffusion abfließender Energie ab (Bilanz der Wärmeleitung) [55]. Im Folgenden werden grundlegende Halbleiter-Licht-Wechselwirkungen betrachtet, die zu einer Umwandlung der Strahlungsenergie in thermische Energie führen.

Bei der Umwandlung von optischer in thermische Energie spielen drei Mechanismen eine wesentliche Rolle, die Elektron-Photon-Wechselwirkung, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und die Elektron-Gitter-Wechselwirkung. Abbildung 2.14 gibt einen Überblick über die drei Mechanismen.

Die Elektron-Photon-Wechselwirkung bestimmt die Absorption von optischer Energie im Halbleiter. Für Photonenergien E_{Photon} oberhalb der Bandlücke E_{gap} des Halbleiters findet Fundamentalabsorption statt (1). Die Elektronen werden aus dem Valenzband in ein Niveau oberhalb der Leitungsbandkante E_C angeregt. Ein weiterer Absorptionsmechanismus ist die Anregung freier Elektronen (2). Hierbei können freie Elektronen einfallende Photonen direkt absorbieren und in ein Niveau oberhalb der Leitungsband-

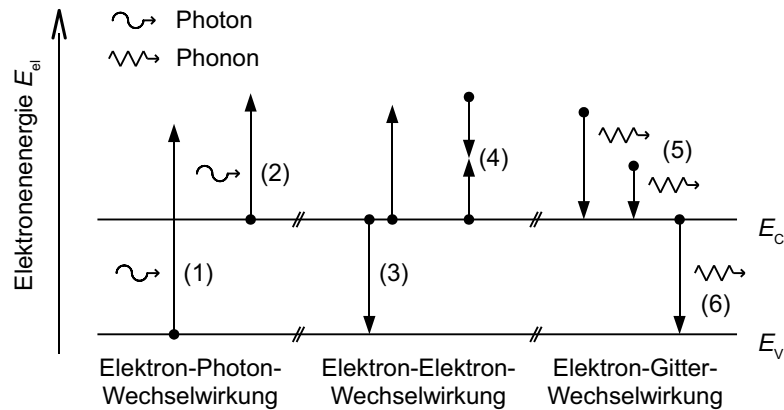


Abb. 2.14: Absorptions- und Relaxationsmechanismen im Halbleiter, welche im Rahmen einer Laserbearbeitung Relevanz besitzen.

kante gehoben werden. Die Frei-Ladungsträger-Absorption (FLA) steigt mit zunehmender Anzahl an freien Ladungsträgern und ist somit abhängig von der Lebensdauer τ der freien Elektronen. Für kristallines Silizium kann gezeigt werden, dass die FLA die Energieeinkopplung bei optischer Anregung auf einer Nanosekunden-Zeitskala dominieren kann. Allerdings ist bei amorphem Silizium und dementsprechend auch bei mikrokristallinem Silizium durch die geringe Ladungsträgerlebensdauer τ nur von einem vernachlässigbaren Effekt der FLA auszugehen [56].

Durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungsprozesse findet eine Umverteilung der Elektronenenergie E_{el} statt. Bei der Auger Rekombination geben freie Elektronen aus dem Leitungsband ihre Energie E_{el} an andere Leitungsbandelektronen ab (3). Hierdurch fallen die Energie abgebenden Elektronen zurück ins Valenzband, wohingegen die Energie aufnehmenden Elektronen in einen Zustand oberhalb des Leitungsbandkante angeregt werden [57]. Zudem kann zwischen freien Elektronen unterschiedlicher Energie E_{el} ein Energieausgleich stattfinden (4). Der letztgenannte Prozess findet typischerweise auf einer Femtosekundenzeitskala statt [58].

Die Erwärmung des Festkörpers findet schließlich durch Elektron-Gitter-Wechselwirkung statt. Freie Elektronen mit einer Energie E_{el} oberhalb der Leitungsbandkante E_C relaxieren durch Stöße mit dem Gitter zur Leitungsbandkante (5). Hierdurch werden Phononen erzeugt. Der Prozess findet innerhalb von Pikosekunden statt. Zudem können freie Elektronen mit einer Energie $E_{\text{el}} = E_C$ durch Shockley-Read-Hall-Rekombination (SRH) ins Valenzband fallen und ebenfalls Phononen erzeugen (6). Die Rekombinationsrate wird hierbei von der Lebensdauer τ sowie der Anzahl der freien Elektronen bestimmt.

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Elektron-Phonon-Wechselwirkung bestimmt die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons bei Durchlaufen eines Halbleiters. Unter der Annahme, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit sich im Medium nicht ändert, kann die Gesamtabsorption in Abhängigkeit von dem Weg x , den das Licht durch den Halbleiter zurücklegt, durch das Lambert-Beer-Gesetz beschrieben werden. Hiernach gilt für die absorbierte optische Leistung pro Flächeneinheit in Abhängigkeit von x

$$I_{\text{abs}}(x) = I_{\text{ein}} [1 - \exp(-\alpha x)], \quad (2.33)$$

wobei I_{ein} die Intensität des einfallenden Lichtes und α der Absorptionskoeffizient ist. Der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten entspricht der optischen Eindringtiefe δ_{opt} . Diese gibt an, in welcher Tiefe die Intensität $I(x)$ der einfallenden Strahlung auf $1/e = 36.8\%$ abgefallen ist.

Durch Differenziation von (2.33) erhält man die für die Laserbearbeitung wichtige Information, wieviel Leistung pro Volumeneinheit in das zu bearbeitende Medium eingekoppelt wird. Es ergibt sich

$$\frac{d}{dx} I_{\text{abs}}(x) = I_{\text{ein}} \alpha \exp(-\alpha x). \quad (2.34)$$

Die hierdurch hervorgerufene Materialerwärmung kann mit Hilfe der zeitabhängigen Wärmeleitgleichung

$$\rho c_p \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} - \nabla (\lambda_{\text{th}} \nabla T(\vec{x}, t)) = \frac{\partial I_{\text{abs}}(\vec{x})}{\partial x_1} \quad (2.35)$$

beschrieben werden, sofern die Einstrahlung des Laserlichtes in Richtung der x_1 -Komponente erfolgt. Hierbei sind ρ die Dichte des Mediums, c_p dessen Wärmekapazität bei konstantem Druck und λ_{th} dessen Wärmeleitfähigkeit. Aus den Materialkonstanten lässt sich die thermische Eindringtiefe

$$l_{\text{th}} = 2 \sqrt{\frac{\lambda_{\text{th}} t}{\rho c_p}} \quad (2.36)$$

berechnen. Die Temperatur im Material sinkt nach einer Strecke l_{th} auf $1/e = 36.8\%$, bezogen auf die Temperatur am Ort des Wärmeeintrags. Je länger der Betrachtungszeitraum t ist, desto größer ist die thermische Eindringtiefe l_{th} .

Für die Wärmeleitgleichung (2.35) gibt es eine Fundamentallösung, welche für einfache Geometrien verwendet werden kann, um eine analytische Lösung der sich ergebenden Wärmeverteilung zu berechnen. Allerdings ist dieses Vorgehen für komplexere Materialgeometrien und nicht konstante Materialparameter nicht möglich. Hierfür kann jedoch mit Hilfsmitteln der numerischen Mathematik wie der Finite Elemente Methode (FEM) eine Näherungslösung berechnet werden [59].

3 Laserstrukturierung

In den folgenden Abschnitten wird das im Institut zur Verfügung stehende Strukturierungssystem beschrieben und die Eigenschaften der darin verbauten Laserquellen dargestellt. Abgeschlossen wird das Kapitel von einem kurzen Überblick über die einzelnen Strukturierungsschritte, welche standardmäßig zur Herstellung der integrierten Serienverschaltung verwendet werden.

3.1 Strukturierungssystem

Das IEF-5 besitzt ein Laserstrukturierungssystem, das nahezu alle Anforderungen an eine industriellen Fertigung erfüllt, und gleichzeitig die für einen Laborbetrieb nötige Flexibilität bewahrt wurde. Das System kann parallel mit vier unterschiedlichen Laserquellen ausgerüstet werden. Hierbei sind drei Aufnahmestationen belegt mit fest eingebauten Laserquellen. Die vierte Station ist flexibel ausgelegt. Für diese Station stehen z. Zt. zwei unterschiedlichen Laserquellen zur Verfügung.

Alle im System eingesetzten Laserquellen sind gütegeschaltete, kontinuierlich gepumpte Festkörperlaser; vier Neodym dotierte Yttrium-Vanadat-Laser (Nd:YVO₄) sowie ein Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd:YAG). Drei der vier Nd:YVO₄-Laser (jeweils fest eingebaut) sind diodenendgepumpte Stablaser der Firma RoFin. Hiervon arbeitet eine Quelle bei der Fundamentalwellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (Typ RSY10E), wohingegen die anderen frequenzvervielfacht bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ (Typ RSY20E SHG) bzw. $\lambda = 355 \text{ nm}$ (Typ RSY20E THG) betrieben werden. Alle drei Laser arbeiten nominell im Grundmode (TEM₀₀) und besitzen deshalb ein Intensitätsprofil, welches dem einer Gaußschen Glockenkurve ähnelt. Zu Beginn der Arbeit wurde statt der Laserquelle RSY20E SHG deren Vorgängermodell RSY10E SHG verwendet. Der Austausch wurde vorgenommen, da die anfangs verwendete Laserquelle eine sehr stark vom Grundmode abweichende Intensitätsverteilung besaß. Es bestand die Hoffnung, einen Laser mit einer nahezu runden Intensitätsverteilung zu erhalten.

Auf der flexiblen Aufnahmestation wurde entweder ein diodenendgepumpter Slablaser (Nd:YVO₄) der Firma Edgewave (Typ Innoslab A1II-E) oder ein seitlich lampengepumpter Nd:YAG-Stablaser (Typ Starmark) der Firma RoFin eingesetzt. Beide verfügen

über eine Wellenlänge $\lambda = 532$ nm. Der Slabblaser besitzt ein nahezu 2-dimensionales Top-Hat-Strahlprofil, wohingegen der Starmark-Laser im Grundmode betrieben wird.

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau der Laserstrukturierungsanlage des IEF-5. Die Anlage gehört zur Klasse der Split-Axis-Systeme. Die Strahlen der einzelnen Laserquellen werden über Spiegel und mechanische Strahlschalter auf eine s. g. Fliegende Optik gelenkt. In dieser werden die Laserstrahlen auf eine Fokussier- bzw. Abbildungslinse geleitet. Durch die Fliegenden Optik wird die Positionierung der Laserstrahlen in der x -Richtung des Systems vorgenommen. Das gesamte System ist mit zwei Strahlwegen ausgestattet, nämlich ein Strahlweg für Laserstrahlen der Wellenlänge $\lambda = 355$ nm und ein Strahlweg für Laserstrahlen der Wellenlängen $\lambda = 532$ nm und $\lambda = 1064$ nm. Der Grund hierfür ist, dass optische Komponenten für drei Wellenlängen nur mit viel Aufwand herzustellen sind. Aufgrund dessen ist die Fliegende Optik mit zwei Fokussiereinheiten ausgestattet.

Für beide Strahlwege kann die jeweilige Fokussierlinse in unterschiedlichen Abständen zum Substrat befestigt werden. Hierdurch können Linsen unterschiedlicher Fokuslänge

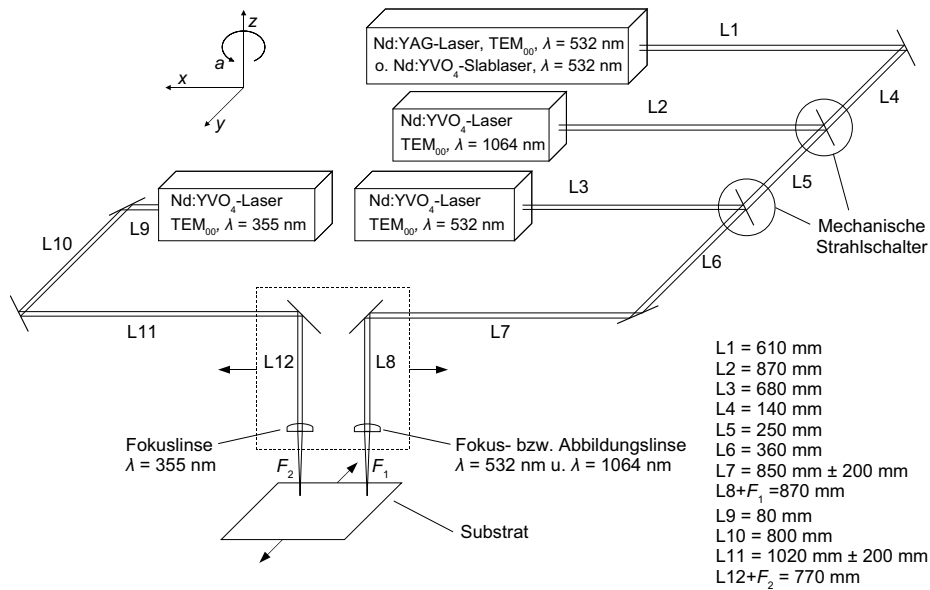


Abb. 3.1: Aufbau der Laserstrukturierungsanlage im IEF-5. Die Strahlen der Laserquellen werden über Spiegel und Strahlschalter auf eine Fliegende Optik gelenkt, die in x -Richtung über das Substrat geführt werden kann. Das Substrat selber kann in y -Richtung bewegt werden.

bzw. unterschiedlicher Abbildungseigenschaften eingesetzt werden. Die Positionierung des Laserstrahls in der y -Richtung des Systems wird durch Verfahren des Substrates erreicht. Das Substrat wird hierzu auf einem Substrathalter fixiert, der Proben bis zu einer Größe von $40 \times 40 \text{ cm}^2$ aufnehmen kann. Sowohl die Fliegende Optik als auch der Substrathalter werden durch hochdynamische Linearmotoren angetrieben. Hierdurch wird eine maximale Verfahrgeschwindigkeit $v_{x,y}$ von 1000 mm/s erreicht bei einer Positioniergenauigkeit im μm -Bereich.

Die Fokussierlinsen der Fliegenden Optik lassen sich durch einen Spindelmotor in der z -Richtung des Systems ebenfalls mit einer Genauigkeit im μm -Bereich verfahren. Hierdurch kann der für die Bearbeitung erforderliche Abstand zwischen den Fokussierlinsen und dem Substrat eingestellt werden.

Die Steuerung des gesamten Systems erfolgt computergestützt über ein CNC-System. Mit Hilfe der CNC-Software lassen sich einfache Strukturen wie Linien oder Kreise auf dem Substrat abfahren. Das Substrat kann hierbei mit einem der verfügbaren Laserstrahlen bearbeitet werden. Alle beweglichen Komponenten des Strukturierungssystems sind auf einem mehrere Tonnen schweren Granitblock montiert. Hierdurch werden Schwingungen wirkungsvoll gedämpft und damit die hohe Genauigkeit der Positionierung erreicht.

Die Substrate müssen zwischen den einzelnen Strukturierungsvorgängen P1 bis P3 zur Deposition der funktionalen Schichten temporär aus dem System entnommen werden. Deshalb müsste bei einer geringen absoluten Positioniergenauigkeit ein großer Sicherheitsabstand zwischen den einzelnen Auftrennungsgräben im Frontkontakt, Absorber und Rückkontakt eingehalten werden. Dies würde jedoch zu großen relativen Flächenverlusten f_d führen (vgl. Abschnitt 2.2). Um dies zu vermeiden, ist eine hohe absolute Positioniergenauigkeit notwendig.

Um eine hohe absolute Genauigkeit zu gewährleisten, bietet das Strukturierungssystem die Möglichkeit, Markierungskreuze auf dem Substrat einzulesen. Hierdurch ist es möglich, den Versatz des Substrates, der durch das temporäre Entnehmen hervorgerufen wird, zu messen und auszugleichen. Um einen Winkelversatz auszugleichen, kann der Substrathalter durch einen Spindelmotor um die a -Achse gedreht werden. Das Vermessen und Ausgleichen des Versatzes geschieht computergestützt.

3.2 Charakterisierung der Laserquellen

Zur Charakterisierung der einzelnen Laserquellen wurde jeweils die mittlere Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} sowie die mittlere Pulsdauer $\bar{\tau}_{\text{Puls}}$ in Abhängigkeit von der Pulswiederhol-

frequenz f_{Puls} und dem Anregungsstrom I_{Laser} der Pumpquelle bestimmt. Die Leistungsmessungen wurden mit einem Messgerät der Firma Gentec, Typ TPM, durchgeführt. Dieses ist mit dem Messkopf UP-19K-30H ausgestattet. Für die Ermittlung der mittleren Pulsdauer $\bar{\tau}_{\text{Puls}}$ nach dem FWHM-Kriterium (FWHM=Full-Width Half-Maximum) wurde im Falle des Nd:YAG-Lasers eine Photodiode der Firma Baasel Lasertechnik, Typ YBM-87E, verwendet, wohingegen bei den Nd:YVO₄-Lasern eine Avalanche-Diode der Firma Hamamatsu, Typ S6045-02, eingesetzt wurde. Die Dioden wurden zum Auslesen der Messsignale an ein Oszilloskop der Firma LeCroy, Typ LC684DXL, angeschlossen. Alle Messungen sind hinter der jeweiligen Fokussierlinse durchgeführt worden. Des Weiteren wurden teilweise die nicht fokussierten Strahlen der Laser mit Hilfe einer CCD-Kamera der Firma Coherent, Typ LaserCam III D, vermessen. Zur Bestimmung der Intensitätsverteilung im Fokus wurde ein Messsystem der Firma Primes, Typ Micro Spot Monitor, eingesetzt. Hiermit kann außer der Intensitätsverteilung im Fokus auch die Kaustik des Laserstrahls vermessen werden. Sofern sich eine gaußförmige Intensitätsverteilung im Fokus ergab, wurde der Strahldurchmesser w_{Puls} mit Hilfe des $1/e^2$ -Kriteriums bestimmt. Nach diesem Kriterium wird der Strahldurchmesser w_{Puls} dort bestimmt, wo die Intensität des Laserstrahls auf $1/e^2 = 13.5\%$ seiner Maximalintensität gesunken ist. Dies entspricht dem Ort, an dem die elektrische Feldstärke auf $1/e = 36.8\%$ ihres Maximums abgefallen ist.

Die mittlere Energie pro Laserpuls wurde mit Hilfe der Beziehung

$$\bar{E}_{\text{Puls}} = \frac{\bar{P}_{\text{Laser}}}{f_{\text{Puls}}} \quad (3.1)$$

aus der mittleren Laserleistung bestimmt. Da es sich bei der Bestimmung der Laserleistung um eine integrale Messung handelt, werden Puls-zu-Puls-Schwankungen der Energie bei der Berechnung nicht berücksichtigt. Die mittlere Energie \bar{E}_{Puls} kann genutzt werden, um eine Abschätzung der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} des Lasers zu erhalten. Hierfür gilt

$$\bar{P}_{\text{Puls}} \approx \frac{\bar{E}_{\text{Puls}}}{\bar{\tau}_{\text{Puls}}}. \quad (3.2)$$

Im Verlauf der Charakterisierung der Laserquellen hat sich herausgestellt, dass die Rundheit der Intensitätsverteilung der Grundmode-Laser insbesondere im Fokus unzulänglich war. Dies spiegelte sich ebenfalls bei den Ablationsergebnissen wieder. Aufgrund dessen wurde in den Strahlengang jedes Grundmode-Lasers eine Lochblende eingesetzt. Diese erhöht spürbar die Rundheit der Strahlen, führt allerdings zu Beugungserscheinungen. Die Beugungserscheinungen besitzen aber nahezu keinen negativen Einfluss auf die Intensitätsverteilung im Fokus, da sich dort der Bereich der Fraun-

hofer Beugung einstellt [55]. Hierdurch ist die Intensitätsverteilung ähnlich der einer Gaußglocke.

Nachteilig bei der Verwendung einer Blende ist allerdings einerseits der Verlust an teuer erkaufte Laserleistung und andererseits die Reduzierung der Strahlqualität K . Des Weiteren erhöht sich die Divergenz des Laserstrahls gemäß dem Fraunhofer'schen Beugungswinkel, was insbesondere für Fliegende Optiken ein Problem darstellen kann. Der Grund hierfür ist, dass sich der Abstand zwischen Laser und Substrat bzw. zwischen Blende und Substrat im Verlaufe der Strukturierung ändert. Hierdurch ändert sich ebenfalls der auf die Fokussierlinse auftreffende Strahl. Dies kann sich auf die Intensitätsverteilung im Fokus und somit auf das Ablationsergebnis auswirken.

Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften der einzelnen Laserquellen erläutert. Diese sind am Ende dieses Abschnitts in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Laserquelle RSY10E (TEM₀₀, $\lambda = 1064$ nm)

Der $\lambda = 1064$ nm arbeitende Infrarot-Laser (Typ RSY10E) wurde im Rahmen der Arbeiten zur Strukturierung der Rückkontaktschicht verwendet. Hierbei wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von ca. 8 mm in den Strahlengang eingesetzt. Die Intensitätsverteilung im Fokus ist für eine Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 10$ kHz und eine Durchschnittsleistung $\bar{P}_{\text{Laser}} = 300$ mW in Abbildung 3.2 dargestellt. Der Laserstrahl wurde durch eine Linse der Brennweite $f = 300$ mm fokussiert. Die Intensitätsverteilung besitzt eine nahezu perfekte Kreissymmetrie. Zudem zeigen die Schnittbilder, dass sich für beide Raumrichtungen annähernd eine Gaußsche Intensitätsverteilung ergibt. Diese Verteilung ist für einen großen Parameterraum nahezu unabhängig von der gewählten Pulswiederholfrequenz f_{Puls} und dem gewählten Anregungsstrom I_{Laser} . Die Pulsdauer τ_{Puls} des Lasers ist kleiner 25 ns.

Laserquellen RSY10E SHG und RSY20E SHG (TEM₀₀, $\lambda = 532$ nm)

Wie bereits eingangs des Abschnittes erwähnt, wurde diese Laserquelle im Laufe der Arbeit ausgetauscht. Die meisten der in den folgenden Kapiteln dargestellten Ergebnisse bezüglich dieses Lasertyps sind mit der ursprünglich im System eingesetzten Quelle (Typ RSY10E SHG) erzielt worden. Beide Laserquellen wurden mit einer Lochblende der Größe 2 mm betrieben. Die Laserstrahlen wurden über eine Linse der Brennweite $f = 300$ mm auf die zu entfernende Schicht fokussiert.

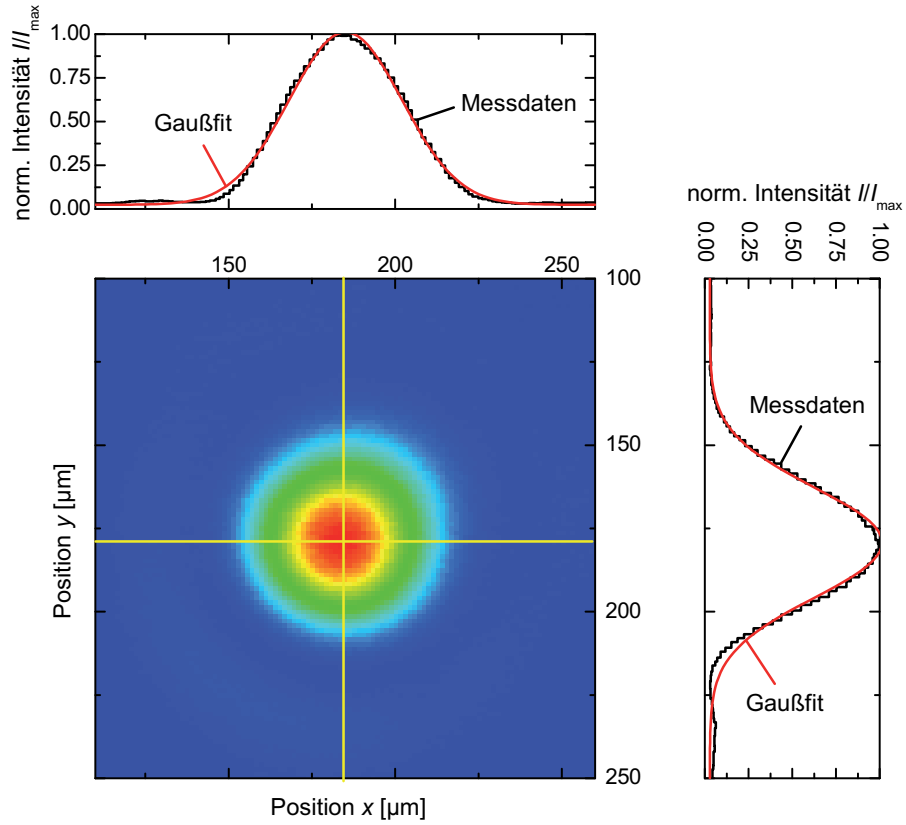


Abb. 3.2: Intensitätsverteilung des RSY10E-Lasers bei einer Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$ und einer Durchschnittsleistung $\bar{P}_{\text{Laser}} = 300 \text{ mW}$.

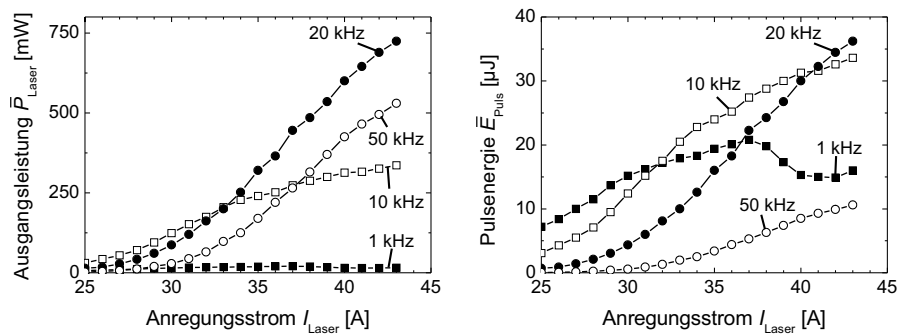


Abb. 3.3: Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} und Pulsenergie \bar{E}_{Puls} des RSY10E SHG als Funktion des Anregungsstromes I_{Laser} und der Pulswiederholfrequenz f_{Puls} .

Der optimale Betriebsbereich des RSY10E SHG liegt bei Pulswiederholfrequenzen f_{Puls} zwischen 5 kHz und 25 kHz. Die mittlere Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} steigt in diesem Bereich monoton mit dem Anregungsstrom I_{Laser} . Die Abbildungen 3.3 (a) und (b) zeigen für ausgewählte Frequenzen f_{Puls} den Verlauf der Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} sowie der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} in Abhängigkeit vom Anregungsstrom I_{Laser} .

Es ist zu erkennen, dass für $f_{\text{Puls}} = 1$ kHz die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} und dementsprechend auch die Ausgangsleistung ab $I_{\text{Laser}} = 37$ A sinkt, wohingegen für die anderen Frequenzen f_{Puls} sich der zuvor beschriebene Verlauf ergibt. Für Frequenzen f_{Puls} deutlich oberhalb 25 kHz sinkt allerdings signifikant die erzielbare Pulsenergie \bar{E}_{Puls} .

Über die Verteilung der Intensität im Fokus sowie die Pulsdauer τ_{Puls} des RSY10E SHG kann leider keine genaue Aussage getroffen werden, da die beiden benötigten Messsysteme während der Arbeit mit diesem Laser noch nicht zur Verfügung standen. Allerdings kann angenommen werden, dass die Intensitätsverteilung ähnlich der Verteilung des RSY20E SHG ist, da beide mit einer 2 mm Lochblende betrieben werden bzw. wurden und ansonsten einen sehr ähnlichen Aufbau vorweisen.

Die Intensitätsverteilung des RSY20E SHG ähnelt sehr stark der Gaußglocken ähnlichen Verteilung des RSY10E (Abb. 3.2). Auch hier ist die Verteilung nahezu unabhängig von den gewählten Laserparametern. Lediglich die Breite w_a der Gaußverteilung ist deutlich größer als beim RSY10E, da die Blendenöffnung nur 2 mm statt 8 mm beträgt. Die Pulsdauer τ_{Puls} des RSY20E SHG liegt zwischen 7 ns und 15 ns. Es ist anzunehmen, dass die Pulsdauer τ_{Puls} des RSY10E SHG vergleichbar ist.

Laserquelle RSY20E THG (TEM₀₀, $\lambda = 355$ nm)

Der frequenzverdreifachte Nd:YVO₄-Laser (Typ RSY20E THG) ist aus derselben Baureihe wie die anderen RSY-Laser der Firma RoFin. Der Laser wurde zur Strukturierung des Rückkontaktes verwendet und hierfür ebenfalls mit einer Lochblende ($\varnothing 2$ mm) betrieben. Der sich hiermit ergebende Laserstrahl wurde durch eine Linse der Brennweite 257 mm fokussiert. Die resultierende Intensität im Fokus ist sehr ähnlich der Verteilung der anderen RSY-Laser.

Im Gegensatz zu den anderen RSY-Lasern ist die Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} des RSY20E THG allerdings sehr instabil. Dies ist zurückzuführen auf den Prozess der Frequenzverdreifachung, da hierzu stark nichtlineare optische Effekte nötig sind. In Folge dessen werden kleine Schwankungen der Intensität des Ausgangslaserstrahls drastisch verstärkt. Hierdurch besitzt der Laser nur ein sehr schmales Prozessfenster, in dem eine

zur Strukturierung ausreichende Stabilität der Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} erreicht wird. Sowohl der verwendete Anregungsstrom I_{Laser} als auch die Pulswiederholrate f_{Puls} haben einen großen Einfluss auf die Stabilität.

In Abbildung 3.4 ist der Quotient aus Standardabweichung der Pulsspitzenleistung σ_P und Mittelwert der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} als Funktion des Anregungsstromes I_{Laser} und der Pulswiederholfrequenz f_{Puls} dargestellt. Die Messungen wurden mit Hilfe eines Oszilloskops durchgeführt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Laser nur für hohe Anregungsströme I_{Laser} und geringe Frequenzen f_{Puls} stabil läuft. Um trotzdem die Ausgangsleistung \bar{P}_{Laser} bei konstanter Frequenz f_{Puls} variieren zu können, ohne die Stabilität zu vermindern wurde, ein Abschwächer in das System integriert. Dieser besteht aus einem Polarisator und einem drehbar gelagerten $\lambda/2$ -Plättchen. Hierdurch ist es möglich, durch Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens die Polarisationsrichtung des Laserstrahls zu ändern und somit einen beliebigen Teil der Laserstrahlleistung auszukoppeln. Durch diesen Prozess wird weder die Form noch die Pulsdauer τ_{Puls} des Laserstrahls verändert. Die Laserquelle wird infolge der Instabilitäten ausschließlich bei $I_{\text{Laser}} = 29$ A betrieben, da sie für diesen Anregungsstrom die höchste Stabilität aufweist.

Laserquelle Nd:YAG (TEM₀₀, $\lambda = 532$ nm)

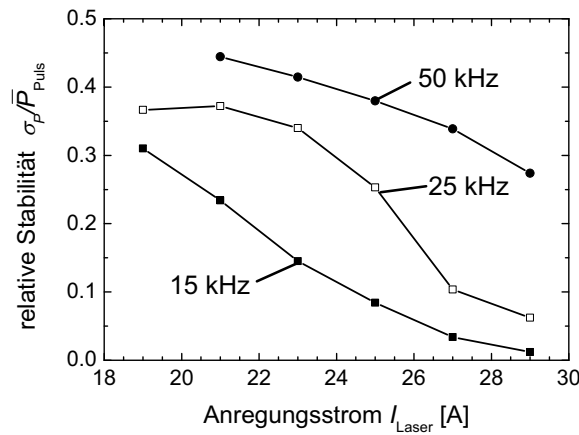


Abb. 3.4: Relative Stabilität des RSY20E THG als Funktion des Anregungsstromes I_{Laser} und der Pulswiederholrate f_{Puls} . Dargestellt ist der Quotient aus Standardabweichung der Pulsspitzenleistung σ_P und Mittelwert der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} .

Der frequenzverdoppelte Nd-YAG-Laser wurde zur Strukturierung des Rückkontaktes eingesetzt. Hierbei wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von 3 mm verwendet. Auch bei diesem Laser wurde der Strahl über eine Linse der Brennweite $f = 300$ mm fokussiert. Der Laser besitzt im Vergleich zu den hier verwendeten Nd:YVO₄-Lasern eine deutlich längere Pulsdauer τ_{Puls} zwischen 80 ns und 600 ns. Da der Laser seitlich gepumpt wird, ist seine Strahlposition stark von dem verwendeten Anregungsstrom I_{Laser} abhängig. Aufgrund dessen ist es nötig, die Position der Lochblende dem jeweils verwendeten Anregungsstrom I_{Laser} anzupassen. Leider stand das Messgerät, mit dem die Intensitätsverteilung im Fokus vermessen werden kann, noch nicht zur Verfügung, als die Nd:YAG-Laserquelle noch im System eingebaut war. Allerdings ist auch hier anzunehmen, dass sich eine gaußförmige Intensitätsverteilung im Fokus ergeben hat.

Laserquelle Slablasers (Top-Hat-Profil, $\lambda = 532$ nm)

Der frequenzverdoppelte Slablasers der Firma Edgewave wurde zur Strukturierung des Absorbers verwendet. Im Gegensatz zu allen anderen hier dargestellten Laserquellen wird er nicht im TEM₀₀-Mode betrieben. Stattdessen liefert der stabile-instabile Resonator in Kombination mit einer angepassten Auskopplung des Laserstrahls eine nahezu zweidimensionale Top-Hat-Intensitätsverteilung. Details zum Aufbau und der Funktion eines Slablasers finden sich beispielsweise in [60] oder [61].

Da die rechteckige Intensitätsverteilung im Gegensatz zu einem Gauss-Mode nicht invariant bezüglich einer Fokussierung ist, kann der Laserstrahl nicht einfach auf die zu entfernende Schicht fokussiert werden. Stattdessen muss eine Abbildung des Resonatorausgangs auf die zu entfernende Schicht vorgenommen werden. Hierzu wurde ein mehrteiliges Linsensystem verwendet, dessen hauptsächliche Abbildungslinse eine Brennweite f von ca. 70 mm besitzt.

Abbildung 3.5 zeigt die Intensitätsverteilung, die sich in der Arbeitsebene bei einer Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 10$ kHz und eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24$ μ J ergibt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Intensitätsverteilung von einer optimalen rechteckigen Top-Hat-Verteilung abweicht. Im unteren Bereich ist die Intensität durchgehend höher als im oberen Teil des Laserstrahls. Zudem fällt oben rechts die Intensität sehr stark ab. Die Intensitätsverteilung ist abhängig von den verwendeten Laserparametern. Die Unregelmäßigkeiten der Intensitätsverteilung verringern sich typischerweise mit steigender Pulsenergie \bar{E}_{Puls} .

Ein entscheidender Nachteil von abbildenden Prozessen liegt darin, dass sich die Intensitätsverteilung in Richtung der Strahlpropagation sehr stark ändert. Hierdurch ist die

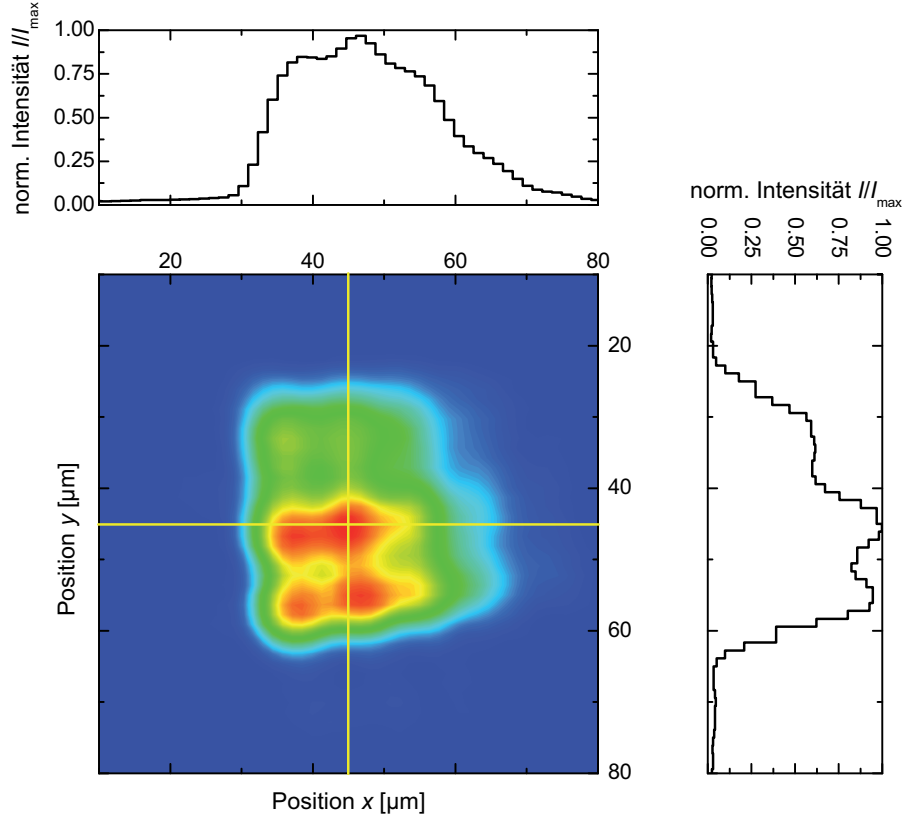


Abb. 3.5: Intensitätsverteilung des frequenzverdoppelten Slablaser in der Arbeitsebene bei einer Pulsfrequenz $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$ und einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24 \mu\text{J}$.

Schärfentiefe eines Prozesses deutlich eingeschränkt, was zu großen Problemen bei der Bearbeitung welliger Substrate führen kann. Auch die in Abbildung 3.5 dargestellte Verteilung ändert sich stark, sofern man sich mehr als ca. $100 \mu\text{m}$ aus der Arbeitsebene entfernt.

Die wichtigsten Eigenschaften der eingesetzten Laserquellen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tab. 3.1: *Eigenschaften der eingesetzten Laserquellen.*

	RSY10E	RSY10E SHG	RSY20E SHG
Wellenlänge λ	1064 nm	532 nm	532 nm
Intensitätsprofil	TEM ₀₀	TEM ₀₀	TEM ₀₀
Blende	8 mm	2 mm	2 mm
Fokusbereich w_{Puls}	73 μm	unbekannt	114 μm
Pulsfrequenz f_{Puls}	cw - 100 kHz	20 Hz - 100 kHz	20 Hz - 200 kHz
max. Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls,max}}$	129 μJ	35 μJ	85 μJ
Pulsdauer $\bar{\tau}_{\text{Puls}}$	7 ns - 25 ns	unbekannt	7 ns - 15 ns
Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls}	16.9 kW	unbekannt	10.7 kW

	RSY20E THG	Nd:YAG	Slabblaser
Wellenlänge λ	355 nm	532 nm	532 nm
Intensitätsprofil	TEM ₀₀	TEM ₀₀	rechteckig
Blende	2 mm	3 mm	-
Fokusbereich w_{Puls}	64 μm	unbekannt	-
Pulsfrequenz f_{Puls}	20 Hz - 200 kHz	100 Hz - 30 kHz	100 Hz - 20 kHz
max. Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls,max}}$	85 μJ	130 μJ	150 μJ
Pulsdauer $\bar{\tau}_{\text{Puls}}$	6 ns - 9 ns	80 ns - 600 ns	12 ns - 17 ns
Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls}	14 kW	1.4 kW	12 kW

3.3 Strukturierung von Dünnschicht-Solarmodulen

Die Strukturierung der funktionalen Schichten eines Dünnschicht-Solarmoduls erfolgt meist mit gepulster Laserstrahlung. Deshalb ist für die Erzeugung eines durchgehenden Ablationsgrabens eine räumliche Überlappung benachbarter Ablationskrater erforderlich. Eine zusammenhängende Ablation ist eine notwendige Voraussetzung für die Isolation benachbarter Kontaktschichten. Die Überlappung l_0 kann, wie in Abbildung 3.6 gezeigt, berechnet werden durch

$$l_0 = d_{\text{Puls}} - \frac{v_{x,y}}{f_{\text{Puls}}}. \quad (3.3)$$

Hierbei entspricht d_{Puls} der maximalen Breite des pro Laserpuls erzeugten Ablationskraters, $v_{x,y}$ der Verfahrensgeschwindigkeit der fliegenden Optik bzw. des Substrathalters

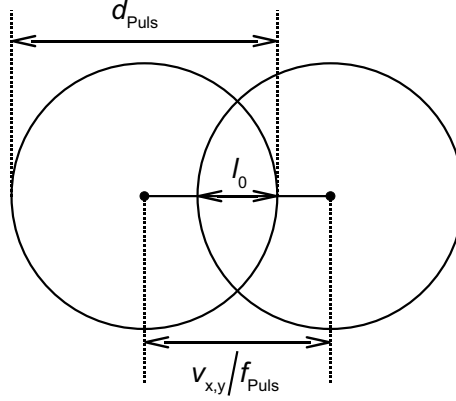


Abb. 3.6: Schematische Darstellung benachbarter Ablationskrater. Die Pulsüberlappung l_0 ergibt sich als Differenz zwischen der Breite d_{Puls} des Ablationskraters und dem Abstand der Mittelpunkte benachbarter Krater $v_{x,y}/f_{\text{Puls}}$.

und f_{Puls} der Pulswiederholfrequenz. Die Breite d_{Puls} wird dem Längsverlauf des Ablationsgrabens folgend gemessen. Aus (3.3) lässt sich die relative Überlappung

$$\tilde{l}_0 = 1 - \frac{v_{x,y}}{d_{\text{Puls}} f_{\text{Puls}}} \quad (3.4)$$

berechnen.

Im Folgenden werden die Strukturierungsprozesse P1 bis P3 beschrieben, so wie sie standardmäßig am IEF-5 eingesetzt werden. Weiterhin werden spezielle Anforderungen an die einzelnen Prozesse erläutert.

3.3.1 Frontkontaktstrukturierung P1

Die Frontkontaktstrukturierung muss eine möglichst gute elektrische Isolation benachbarter TCO-Bereiche erzielen. Hierbei ist es insbesondere wichtig, dass die Isolation auch nach der anschließenden Deposition der p-Dotierschicht erhalten bleibt. Aufgrund dessen sind TCO-Rückstände im Strukturierungsgraben zu vermeiden, da diese im Zusammenwirken mit der p-Dotierschicht zu einer Verringerung des Isolationswiderstandes führen können. Zudem sind bei der Strukturierung Redepositionen von TCO neben dem Strukturierungsgraben zu vermeiden. Diese Redepositionen können sich, abhängig von ihrer Form, mit dem Rückkontakt verbinden und so komplette Zellstreifen kurzschließen.

Die Frontkontaktstrukturierung wird typischerweise durch einen gepulsten Infrarotlaser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) mit einer Pulsdauer im kleinen Nanosekunden-Bereich durchgeführt. TCO-Materialien absorbieren in diesem Wellenlängenbereich aufgrund der beginnenden Freie-Ladungsträger-Absorption (vgl. Abschnitt 2.3.1, insb. Abb. 2.11). Alternativ wird die Fundamentalabsorption mit Laserstrahlung im UV-Bereich ($\lambda = 355 \text{ nm}$) zur Energieeinkopplung genutzt.

Der Laserstrahl wird durch das Trägersubstrat hindurch in die zu abladiierende Schicht geführt. Hierdurch wird aufgrund des Absorptionsprofils (Lambert-Beer-Gesetz) im TCO, nahe der Grenzfläche zwischen TCO und Substrat, der höchste Energieeintrag erzielt. Am IEF-5 wird für diesen Prozess der RSY10E-Laser ohne Lochblende eingesetzt. Die Blende wird nicht verwendet, da hohe Intensitäten benötigt werden aber eine hohe Rundheit der Intensitätsverteilung nicht erforderlich ist. Mit dem RSY10E können sowohl TCOs aus Zinkoxid als auch aus Zinndioxid abladiert werden.

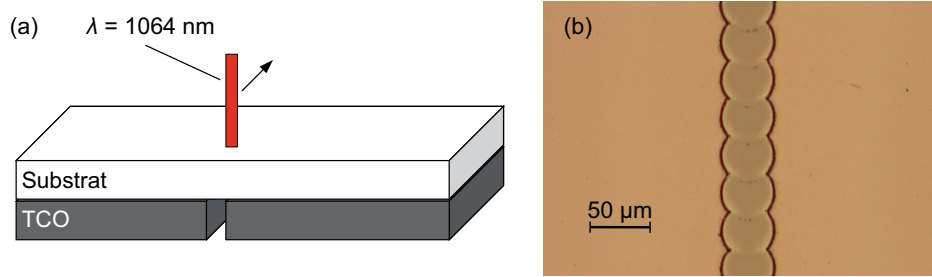


Abb. 3.7: (a) Prinzipieller Ablauf der Frontkontaktstrukturierung und (b) Mikroskopbild einer strukturierten ZnO-Schicht. Die Schicht wurde mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 200 \mu\text{J}$ bei einer Vorschubgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800 \text{ mm/s}$ bearbeitet.

Abbildung 3.7 (a) zeigt den prinzipiellen Ablauf des Prozesses. Die mittlere Pulsenergie für die Bearbeitung eines ZnO-Substrates beträgt $\bar{E}_{\text{Puls}} = 200 \mu\text{J}$ bei einer Vorschubgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800 \text{ mm/s}$. Bei AsahiU-Substraten wird eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 176 \mu\text{J}$ und eine Vorschubgeschwindigkeit $v_{x,y} = 200 \text{ mm/s}$ verwendet. Abbildung 3.7 (b) zeigt das Mikroskopbild eines strukturierten ZnO-Substrates.

3.3.2 Absorberstrukturierung P2

Das lokale Entfernen des Absorbers ist nötig, um eine Kontaktierung benachbarter Zellstreifen zu ermöglichen. Durch die Kontaktierung fließt der gesamte in einem Zellstreifen produzierte Strom. Deshalb ist zur Erzielung hoher Wirkungsgrade η eine zwingende Voraussetzung, dass der Serienwiderstand im Bereich der Kontaktierung gering

ist. Folglich sollte der Frontkontakt möglichst vollständig freigelegt werden, ohne ihn dabei zu beschädigen.

Um die hierfür erforderliche Selektivität des Laserprozesses zu erreichen, wird gewöhnlich ein Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ verwendet. Bei dieser Wellenlänge sind typische TCOs hoch transparent (vgl. Abb. 2.11), wohingegen die Siliziumschichten hoch absorbierend sind (Abb. 2.13). Die Siliziumstrukturierung wird ebenfalls von der Substratseite aus durchgeführt, wodurch sich der höchste Energieeintrag im Silizium, nahe der TCO-Silizium-Grenzfläche, ergibt. An dieser Grenzfläche ist eine saubere Ablation des Siliziums erforderlich. Abbildung 3.8 zeigt den prinzipiellen Ablauf der Siliziumstrukturierung. Die Analyse der Absorberstrukturierung ist ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit und wird in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

3.3.3 Rückkontaktstrukturierung P3

Die Rückkontaktstrukturierung wird zur Isolation benachbarter Zellstreifen benötigt. Hierzu ist es erforderlich, den Rückkontakt auf der gesamten Länge eines Zellstreifens ohne Rückstände zu entfernen. Ohne vollständige Entfernung des Rückkontaktes ergibt sich ein Kurzschluss der Zellstreifen über die Serienverschaltung.

Typischerweise wird für diesen Prozess ein gepulster Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und einer Pulsdauer τ_{Puls} im kleinen Nanosekunden-Bereich eingesetzt. Der Laserstrahl wird durch das Substrat hindurch zum Silizium geleitet und in diesem absorbiert. Das Silizium wird hierdurch ablatiert. Durch die Ablation des Siliziums wird ebenfalls der darüber liegende Rückkontakt aufgetrennt. Die zur Rückkontaktstrukturierung erforderliche Entfernung des Siliziums kann durchgeführt werden, da

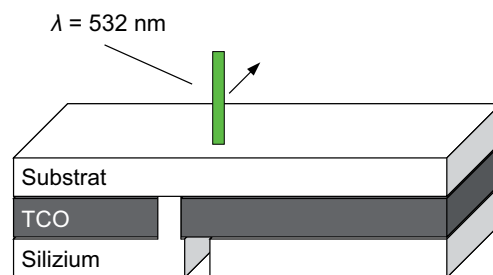


Abb. 3.8: Grundsätzlicher Ablauf der Absorberstrukturierung. Der Laserstrahl wird durch das Substrat und das TCO in die Siliziumschicht geleitet.

das Silizium in diesem Abschnitt des Verschaltungsbereichs keine substanzielle Funktion besitzt. Der prinzipielle Ablauf der Rückkontaktstrukturierung ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

Die beschriebene Art der Rückkontaktstrukturierung besitzt den Vorteil, dass die optische Energie des Laserstrahls sehr effektiv und räumlich begrenzt in das Silizium eingekoppelt werden kann. Nachteilig ist allerdings die Freilegung des Frontkontaktes. Hierdurch können sich nicht sauber entfernte Segmente des Rückkontaktes mit dem Frontkontakt verbinden, wodurch ein Kurzschluss entsteht. Ein weiterer Nachteil ist, dass der Laserablationsprozess den angrenzenden Zellstreifen beschädigen kann. Ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Analyse der Rückkontaktstrukturierung hinsichtlich einer Beeinflussung der Zellstreifen (Kap. 5).

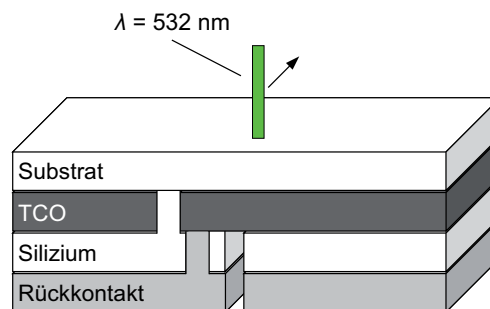


Abb. 3.9: Prinzipieller Verlauf der Rückkontaktstrukturierung. Zur Auftrennung des Rückkontaktes wird das darunter liegende Silizium ablatiert.

4 Resultate zur Absorberstrukturierung P2

Das vorliegende Kapitel analysiert die Auftrennung der Absorberschicht. Dies ist ein entscheidender Prozess bei der Herstellung eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls, da bei einer unzureichenden Qualität der Absorberstrukturierung die Ausgangsleistung eines Moduls drastisch reduziert wird. Der Grund hierfür ist, dass durch den Bereich der Absorberstrukturierung der gesamte Strom I_{Modul} eines Moduls fließen muss. Somit kann ein zusätzlicher Widerstand in diesem Bereich den gesamten Stromfluss beeinträchtigen (vgl. Abschnitt 2.2.2)

Als Beispiel hierfür sind in Abbildung 4.1 die I/U-Kennlinien zweier amorpher Solarmodule dargestellt. Eines der Module wurde mit optimierten Laserparametern bzgl. der Siliziumstrukturierung hergestellt, wohingegen das andere Modul mit nicht optimierten Laserparametern gefertigt wurde. Die sonstigen Herstellungsparameter sind für beide Module identisch.

Wie zu erkennen ist, verschlechtert sich die Modulkennlinie erheblich durch eine nicht optimierte Siliziumstrukturierung. Die maximale Modulleistung P_{max} fällt um fast 80 % ab, weil sowohl der Kurzschlussstrom I_{sc} als auch der Füllfaktor FF enorm reduziert

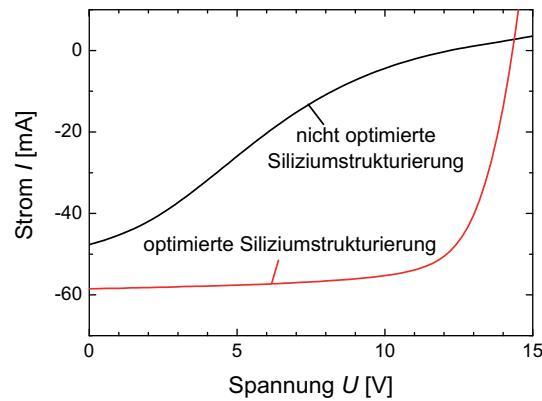


Abb. 4.1: Strom-Spannung-Charakteristik zweier amorpher Silizium-Dünnschicht-Solarmodule. Eines der Module wurde mit optimierten Laserparametern bzgl. der Siliziumstrukturierung hergestellt (rot), wohingegen bei dem anderen Modul nicht optimierte Parameter verwendet wurden (schwarz).

werden. Zudem besteht ein geringer Unterschied in der offenen Klemmspannung U_{oc} . Diese Abweichung ist wahrscheinlich nicht auf die nicht optimierte Siliziumstrukturierung zurückzuführen, da sich die offene Klemmspannung U_{oc} auch bei einer drastischen Erhöhung des Serienwiderstandes R_s nicht ändern würde.

Im Folgenden wird zunächst eine Methode vorgestellt, mit der der Widerstand der Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt im Bereich der Siliziumstrukturierung, nachfolgend kurz Serienverschaltung genannt, vermessen wird. Anschließend wird der Widerstand der Serienverschaltung in Abhängigkeit von den verwendeten Laserparametern erörtert. Außerdem werden Möglichkeiten der Nachbehandlung unzureichend leitfähiger Serienverschaltungen betrachtet, sowie der Einfluss der Serienverschaltung auf die Eigenschaften von Solarzellen untersucht. Die letzten beiden Abschnitte beschäftigen sich mit den Gründen, die zu einem hohen Widerstand der Serienverschaltung führen.

4.1 Bestimmung des Kontaktwiderstandes

Zur Bestimmung des Widerstandes der Serienverschaltung wurde der längenspezifische Kontaktwiderstand R'_C , der sich zwischen TCO und Rückkontakt ergibt, ermittelt. Dieser führt prinzipiell zu einer Erhöhung des Serienwiderstandes R_s eines Zellstreifens. Zur Bestimmung von R'_C wurde eine Abwandlung der Transmission-Line-Methode verwendet [62]. Die Abbildungen 4.2 (a) und (b) zeigen den hierzu eingesetzten experimentellen Aufbau sowie das dazugehörige elektrische Ersatzschaltbild.

Zunächst wird in äquidistanten Abständen das Silizium strukturiert. Anschließend werden auf die so entstandenen Strukturierungsgräben Rückkontakte deponiert, so dass sich pro Strukturierungsgraben ein zusammenhängender Rückkontaktbereich ergibt. Die Rückkontakte auf unterschiedlichen Strukturierungsgräben dürfen allerdings keine Verbindung zueinander besitzen. Hierdurch ergibt sich eine Struktur gemäß Abbildung 4.2 (a).

Elektrisch ergibt sich ein Widerstandsnetzwerk, welches von den einzelnen Rückkontakten aus vermessen werden kann. Das elektrische Ersatzschaltbild ist in Abbildung 4.2 (b) dargestellt. Der Widerstand $R_{i,j}$ zwischen zwei beliebigen, fortlaufend nummerierten Kontaktbereichen i und j ergibt sich hierbei zu

$$R_{i,j} = R_{C,i} + R_{C,j} + (j - i)R_{TCO}, \quad (4.1)$$

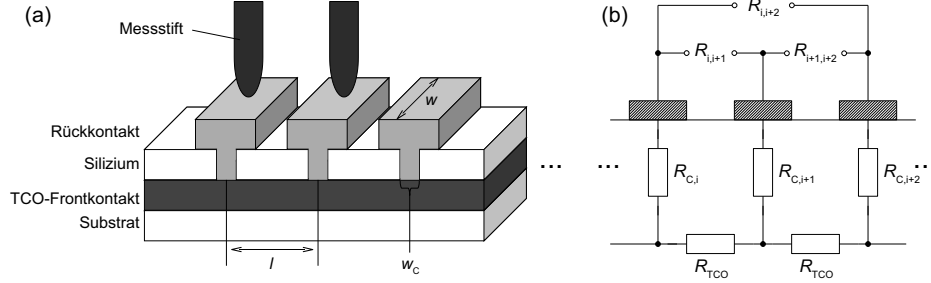


Abb. 4.2: (a) Experimenteller Aufbau zur Vermessung des Kontaktwiderstandes R_C zwischen Front- und Rückkontakt sowie (b) zugehöriges elektrisches Ersatzschaltbild. Hierbei bezeichnet w die Breite der einzelnen Strukturierungsgräben und l den Abstand der Strukturierungsgräben zueinander. Der Abstand der Gräben entspricht annähernd dem Weg des Stromes innerhalb des TCOs, da die Breite der Strukturierungsgräben w_c deutlich geringer ist als l . Im Ersatzschaltbild bezeichnet $R_{C,i}$ den Kontaktwiderstand an Kontakt i und R_{TCO} den TCO-Widerstand zwischen je zwei Kontakten. Der Gesamtwiderstand zwischen zwei Kontakten i und j entspricht $R_{i,j}$.

sofern die Breite der Öffnungslinie w_c vernachlässigbar klein ist gegenüber dem Abstand zweier Kontakte l , und die TCO-Eigenschaften homogen sind ($R_{TCO} = \text{const}$). Für den TCO-Widerstand R_{TCO} ergibt sich in dieser Konfiguration

$$R_{TCO} = \frac{l}{w} R_{\square, TCO}. \quad (4.2)$$

Für den Fall, dass alle Kontaktwiderstände R_C konstant sind, ändert sich der Gesamtwiderstand linear mit dem Abstand zwischen den Kontakten. Es ergibt sich der Zusammenhang

$$\begin{aligned} R_{i,j} &= 2R_C + (j-i)R_{TCO} \\ &= 2\frac{R'_C}{w} + (j-i)\frac{l}{w}R_{\square, TCO}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet R'_C den längenspezifischen Kontaktwiderstand. Der lineare Zusammenhang kann genutzt werden, um den Kontaktwiderstand R_C und somit auch den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C zu bestimmen. Hierzu wird zunächst der sich jeweils ergebende Gesamtwiderstand $R_{i,j}$ in Abhängigkeit vom Abstand $(j-i)l$ der vermessenen Kontakte i und j zueinander in einem zweidimensionalen Diagramm aufgetragen. Durch Extrapolation des Gesamtwiderstandes ergibt sich nach Gleichung (4.3) für einen Abstand von $(j-i)l = 0$ der doppelte Kontaktwiderstand R_C . Aus der Steigung der Geraden kann der Schichtwiderstand $R_{\square, TCO}$ des TCOs ermittelt werden. Dieses Vorgehen entspricht der Transmission-Line-Methode.

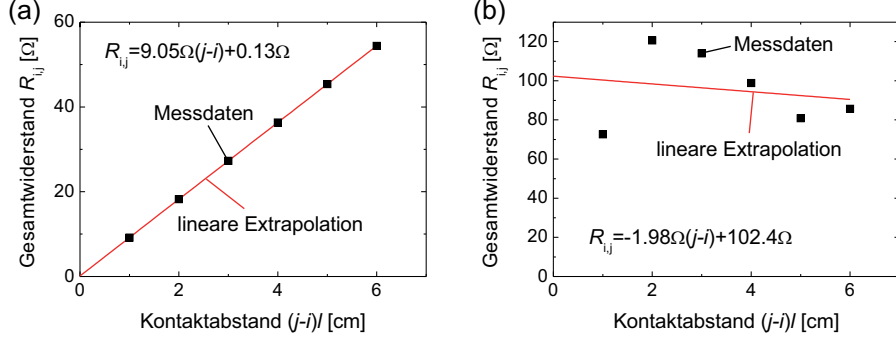


Abb. 4.3: Beispiele für die Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C mit Hilfe der Transmission-Line-Methode für (a) eine Probe mit wenig streuendem spezifischen Kontaktwiderstand R'_C und (b) mit sehr stark streuendem spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Für Proben mit stark streuenden Werten ist die Methode nicht geeignet, da Informationen über die Verteilung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C verloren gehen, sowie teils physikalisch nicht sinnvolle Werte errechnet werden wie beispielsweise ein negativer TCO-Schichtwiderstand $R_{\square,TCO} = -1.98\Omega$.

Abbildung 4.3 (a) zeigt exemplarisch das Resultat einer Messung. Es ergibt sich ein längenspezifischer Kontaktwiderstand $R'_C = 0.065\Omega\text{cm}$ bei einem TCO-Schichtwiderstand $R_{\square,TCO} = 9.05\Omega$.

Sofern die Kontaktwiderstände R'_C jedoch Streuungen unterzogen sind, was insbesondere für Proben mit hohen spezifischen Kontaktwiderständen R'_C der Fall ist, kann die Methode zu physikalisch nicht sinnvollen Ergebnissen führen und deshalb nicht angewendet werden. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 4.3 (b) dargestellt. Der ermittelte TCO-Schichtwiderstand $R_{\square,TCO}$ ist negativ und die Messpunkte liegen teils weit entfernt von der Extrapolationsgeraden.

Um solch eine Messreihe trotzdem auswerten zu können, wurde die Transmission-Line-Methode abgewandelt. Berücksichtigt man in Gleichung (4.3), dass der spezifische Kontaktwiderstand R'_C von Position i zu Position j variieren kann, so ergibt sich für den Gesamtwiderstand einer Messung

$$R_{i,j} = \frac{R'_{C,i} + R'_{C,j}}{w} + (j-i)\frac{l}{w}R_{\square,TCO}. \quad (4.4)$$

Nach Umformung erhält man den Mittelwert des spezifischen Kontaktwiderstandes einer Messung

$$\bar{R}'_{C,i-j} = \frac{R'_{C,i} + R'_{C,j}}{2} = \frac{1}{2}[wR_{i,j} - (j-i)lR_{\square,TCO}]. \quad (4.5)$$

Da der Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ der verwendeten TCOs bekannt ist, kann nach Gleichung (4.5) pro Messung von $R_{i,j}$ ein Mittelwert $\bar{R}'_{C,i-j}$ berechnet werden. Sofern die spezifischen Kontaktwiderstände R'_C nur eine geringe Streuung aufweisen, wurde mit Hilfe der Transmission-Line-Methode der Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ des TCOs der jeweiligen Probe bestimmt und für die Berechnung von $\bar{R}'_{C,i-j}$ verwendet. Bei stark streuenden spezifischen Kontaktwiderständen R'_C hingegen wurde für AsahiU-Substrate ein Wert von $R_{\square, \text{TCO}} = 9 \Omega$ und für Zinkoxid-Substrate ein Wert von $R_{\square, \text{TCO}} = 5.1 \Omega$ angenommen, da hier die Transmission-Line-Methode nicht angewendet werden kann. Die angenommenen Schichtwiderstände $R_{\square, \text{TCO}}$ sind Standardwerte für diese beiden Substrattypen. Da sich bei stark streuenden spezifischen Kontaktwiderständen R'_C stets hohe spezifische Kontaktwiderstände R'_C ergeben, führen geringe Abweichungen zwischen den angenommenen TCO-Schichtwiderständen $R_{\square, \text{TCO}}$ und den tatsächlichen Schichtwiderständen $R_{\square, \text{TCO}}$ nur zu einem geringen relativen Fehler für R'_C .

Für die Ermittlung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C wurden Teststrukturen, bestehend aus sechs oder sieben parameteridentischen Strukturierungsgräben der Länge $w = 10 \text{ mm}$, hergestellt. Der Abstand der Gräben zueinander beträgt $l = 10 \text{ mm}$. Somit ist die Bedingung erfüllt, dass die Breite w_C der Öffnungslinie, welche zwischen $35 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ liegt, deutlich kleiner sein muss, als der Abstand l zwischen zwei Strukturierungsgräben. Die Gräben wurden anschließend mit Rückkontakten bedeckt. Abbildung 4.4 zeigt den experimentellen Aufbau der Teststruktur in Aufsicht.

Bevor die Teststrukturen nach der Deposition aller Schichten vermessen worden sind, wurden sie für ca. 30 min bei 160°C annealt. Um insbesondere Proben mit niedrigem spezifischen Kontaktwiderstand R'_C präzise vermessen zu können, müssen TCO-Bereiche, die sich nicht zwischen den Strukturierungslinien befinden, elektrisch getrennt

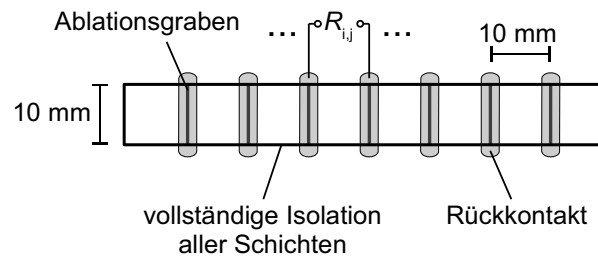


Abb. 4.4: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C in Aufsicht.

werden. Andernfalls ist der TCO-Widerstand R_{TCO} , der sich zwischen zwei Kontakten ergibt, nicht linear abhängig vom Abstand $(j - i)l$ der beiden Kontakte zueinander. Da der RSY20E THG die Möglichkeit bietet, alle Schichten gleichzeitig zu abladien, wurde dieser zur Isolation eingesetzt.

Zur Ermittlung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C wurden alle möglichen Kontaktkombinationen vermessen. Der Gesamtwiderstand $R_{i,j}$ zwischen zwei Kontakten i und j wurde je für einen Spannungsbereich von -0.4 V bis 0.4 V bei einer Schrittweite von 0.05 V bestimmt. Somit ergaben sich je Teststruktur 336 Werte für den Mittelwert $\bar{R}'_{C,i-j}$ bei sieben Strukturierungsgräben bzw. 240 Werte bei sechs Strukturierungsgräben.

Für die Ermittlung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C einer Teststruktur wurde der Median der großen Datenmenge gewählt. Die Streuung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C wurde mit Hilfe des oberen und unteren Quartils festgelegt. Diese drei statistischen Größen eignen sich zur Bewertung großer Datenmengen, da alle sehr robust gegenüber Ausreißern sind [63].

Um die Messdaten einheitlich zu bewerten, sind alle in diesem Kapitel angegebenen spezifischen Kontaktwiderstände R'_C nach dieser Methode bestimmt.

Die zuvor beschriebene abgewandelte Transmission-Line-Methode eignet sich hier nicht für die Bestimmung sehr kleiner Kontaktwiderstände R'_C im m Ω -Bereich. Der Grund hierfür ist, dass für alle berechneten Mittelwerte $\bar{R}'_{C,i-j}$ je Teststruktur ein konstanter Wert $R_{\square,\text{TCO}}$ angenommen wird. Tatsächlich kann dieser jedoch auf dem Substrat von Position zu Position leicht schwanken. Diese Abweichungen haben nach Gleichung (4.5) direkten Einfluss auf den berechneten Mittelwert $\bar{R}'_{C,i-j}$ und somit auch auf den berechneten spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Hierdurch können als Ergebnis der Median-Berechnung spezifische Kontaktwiderstände R'_C auftreten, die leicht im negativen Wertebereich liegen. Der kleinste in diesem Kapitel berechnete spezifische Kontaktwiderstand R'_C beträgt -0.06 Ωcm . Für die Bewertung der Qualität der Siliziumstrukturierung spielen diese geringen Abweichungen jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

Der spezifische Kontaktwiderstand R'_C wurde für mikrokristallines Silizium auf Zinkoxid-Substraten und für amorphes Silizium auf AsahiU-Substraten bestimmt. Die mikrokristalline Schicht besaß hierbei eine Dicke von ca. 1.1 μm und die amorphe eine Dicke von ca. 300 nm. Die amorphen Proben wurden nach der Siliziumdeposition mit einer ca. 80 nm dicken Zinkoxidschicht bedeckt. Wie später noch gezeigt wird, besitzt

diese Schicht jedoch keinen Einfluss auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Sie diente lediglich dem Schutz vor Umwelteinflüssen.

Als Rückkontaktmaterial wurde Silber verwendet. Die Silberschichten besaßen eine Dicke von ca. 700 nm und wurden mittels thermischem Verdampfen durch eine Maske auf die Strukturierungsgräben deponiert. Da am IEF-5 der Standardrückkontakt, im Gegensatz zum Kontakt der Teststrukturen, aus einem gesputterten ZnO/Ag/ZnO-Schichtsystem besteht (vgl. Abschnitt 2.3.3), wurden als Referenz auch Versuche mit diesem Schichtsystem durchgeführt.

4.2 Optimierung der Strukturierungsparameter

In diesem Abschnitt werden die Resultate dargestellt, die sich einerseits bei Variation der verwendeten Strukturierungsparameter und andererseits bei Modifikation des Schichtaufbaus ergeben. Als Laserquelle wurde bei den Untersuchungen der Slablaser mit einem annähernd 2-dimensionalen Top-Hat-Profil verwendet.

4.2.1 Variation der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls}

Die Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} wurde für $\mu\text{c-Si:H}$ und a-Si:H in einem Bereich zwischen $3\text{ }\mu\text{J}$ und $130\text{ }\mu\text{J}$ variiert. Die Pulswiederholfrequenz f_{Puls} wurde hierbei konstant bei 10 kHz gehalten. Obwohl der Laser annähernd ein Top-Hat-Profil liefert, hat sich gezeigt, dass mit steigender Pulsenergie \bar{E}_{Puls} ebenfalls die Größe des Ablationskraters ansteigt. Um für die verschiedenen Pulsenergien \bar{E}_{Puls} zusammenhängende Strukturierungsgräben mit nur geringer relativer Pulsüberlappung \tilde{l}_0 zu erzeugen, wurde die Vorschubgeschwindigkeit $v_{x,y}$ angepasst. Für Pulsenergien $\bar{E}_{\text{Puls}} < 10\text{ }\mu\text{J}$ wurde eine Geschwindigkeit $v_{x,y} = 250\text{ mm/s}$ gewählt, für $\bar{E}_{\text{Puls}} > 10\text{ }\mu\text{J}$ hingegen $v_{x,y} = 400\text{ mm/s}$. Da mikrokristallines Silizium auf Zinkoxid vollkommen anders auf eine Änderung der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} reagiert als amorphes Silizium auf Zinndioxid, werden die beiden Materialsysteme gesondert betrachtet.

Mikrokristallines Silizium auf ZnO-Substrat

Abbildung 4.5 zeigt für mikrokristallines Silizium auf ZnO-Substrat den Verlauf des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C in Abhängigkeit von der verwendeten Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} . Für eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4\text{ }\mu\text{J}$ leicht oberhalb der Ablationsschwelle des $\mu\text{c-Si:H}$ ergibt sich ein hoher spezifischer Kontaktwiderstände $R'_C \approx 17\text{ }\Omega\text{cm}$. Mit

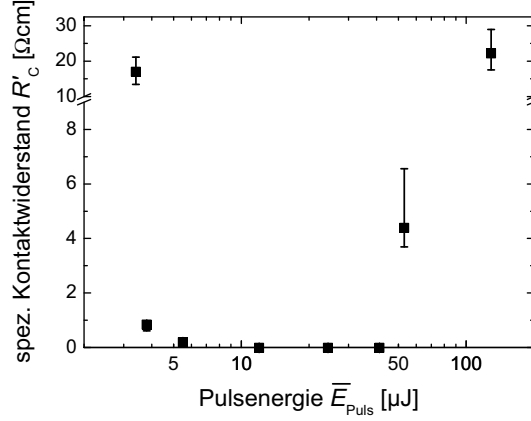


Abb. 4.5: Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} für mikrokristallines Silizium auf Zinkoxid. Für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} zwischen ca. $10\mu\text{J}$ und $50\mu\text{J}$ ergeben sich Kontaktwiderstände R'_C deutlich unter $0.1\Omega\text{cm}$.

steigender Energie \bar{E}_{Puls} sinkt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C jedoch rasch und erreicht für $\bar{E}_{\text{Puls}} > 10\mu\text{J}$ Werte deutlich unter $0.1\Omega\text{cm}$. Bei sehr hohen Energien $\bar{E}_{\text{Puls}} \geq 53\mu\text{J}$ steigt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C wieder rapide an. Auffällig ist, dass die spezifischen Kontaktwiderstände R'_C sehr stark streuen, sofern sich hohe Werte ergeben.

Zur Generierung niedriger spezifischer Kontaktwiderstände R'_C kann die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} um mehr als eine halbe Größenordnung variiert werden. Aufgrund des großen Prozessfensters ist dieser Strukturierungsvorgang als unkritisch anzusehen.

In den Abbildungen 4.6 (a) bis 4.6 (d) sind exemplarisch Strukturierungsgräben für verschiedene Pulsenergien \bar{E}_{Puls} dargestellt. Die Abbildungen wurden vor Deposition des Rückkontaktes angefertigt. Es ist zu erkennen, dass bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4\mu\text{J}$ keine vollständige Freilegung der TCO-Schicht stattfindet (Abb. 4.6 (a)). Es entstehen lediglich vereinzelt Öffnungen in der Siliziumschicht. Eine Betrachtung der Öffnungen mit dem Mikroskop im Durchlichtmodus (nicht dargestellt) zeigt zudem, dass TCO-Bereiche innerhalb der Öffnungen weiterhin leicht mit Material bedeckt sind.

Ab einer Energie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5\mu\text{J}$ pro Laserpuls ist eine nahezu vollständige und homogene Entfernung der Siliziumschicht gegeben (Abb. 4.6 (b)). In diesem Arbeitspunkt sinkt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C bereits auf Werte deutlich unter $0.5\Omega\text{cm}$.

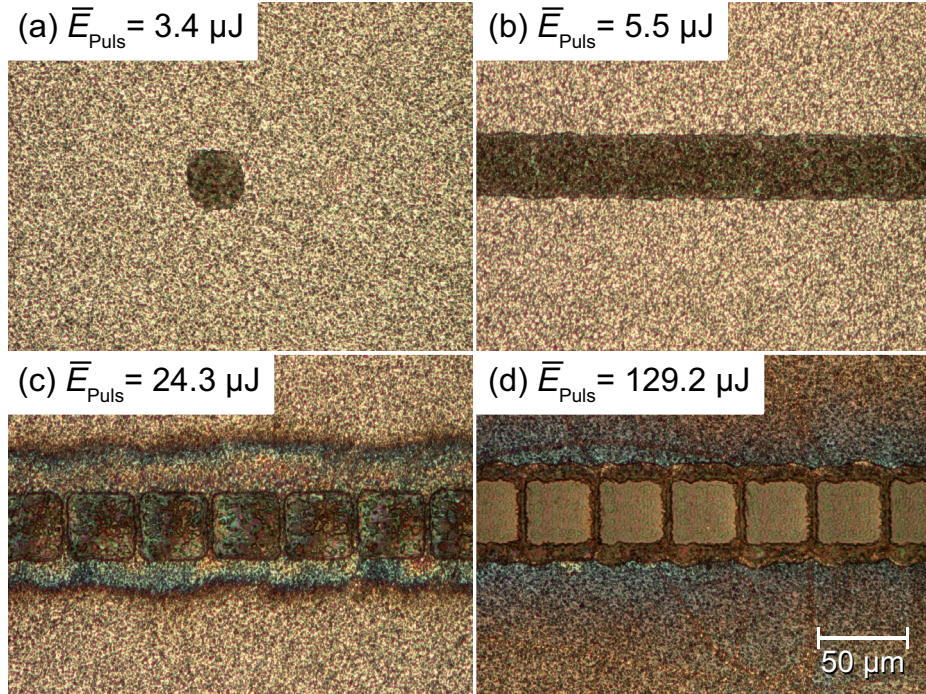


Abb. 4.6: Lichtmikroskopaufnahmen im Auflichtmodus von Strukturierungsgräben in mikrokristallinem Silizium auf Zinkoxid für unterschiedliche Pulsenergien \bar{E}_{Puls} hergestellt mit dem Slablaser. (a) Für geringe Pulsenergien \bar{E}_{Puls} ist keine durchgängige Ablation des Siliziums möglich, wohingegen (b) mit leicht erhöhter Energie \bar{E}_{Puls} eine saubere Ablation stattfindet. (c) Bei einer weiteren Erhöhung der Energie \bar{E}_{Puls} entstehen Ablagerungen in und um den Graben herum, bis schließlich (d) das ZnO größtenteils mit ablatiert wird.

Für Abbildung 4.6 (c) wurde die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} weiter erhöht auf $24.3 \mu\text{J}$. Hierbei wurde bereits ein großer Teil der TCO-Schicht durch den thermischen Einfluss verändert und es zeigten sich Spannungsrisse an der Oberfläche des Zinkoxides. Diese sind ein Anzeichen dafür, dass während des Laserprozesses ein Teil der ZnO-Schicht aufgeschmolzen wurde und anschließend wieder erstarrte. Zudem scheint ein Teil der TCO-Schicht durch den thermischen Eintrag zu ablatieren und sich teilweise neben dem Strukturierungsgraben niederzuschlagen. Anzeichen hierfür sind die deutlichen Verfärbungen in unmittelbarer Nähe zum Graben. Ferner weisen Oberflächenprofilmessungen in diesem Bereich deutlich eine Erhöhung der Oberfläche von ca. 90 nm auf. Die mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$ hergestellte Probe weist diese Erhöhung nicht auf. Trotz der Beschädi-

gung des TCOs und den Anzeichen einer Materialredeposition liegt der resultierende spezifische Kontaktwiderstand R'_C für diesen Prozess deutlich unter $0.1 \Omega\text{cm}$.

Abbildung 4.6 (d) zeigt das Ablationsergebnis bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 129.2 \mu\text{J}$. Hierbei wird in einem Großteil des strukturierten Bereichs bereits die gesamte TCO-Schicht entfernt. Dies bestätigen neben den Mikroskopaufnahmen auch Oberflächenprofilmessungen. Zudem existieren auch hier Materialablagerungen im Umfeld des Strukturierungsgrabens. Durch die starke Schädigung und Ablation der TCO-Schicht ergibt sich ein hoher Kontaktwiderstand $R'_C \approx 22.2 \Omega\text{cm}$.

Amorphes Silizium auf AsahiU-Substrat

Abbildung 4.7 zeigt für amorphes Silizium auf AsahiU-Substrat den Verlauf des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C in Abhängigkeit von der verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Hierbei stellt sich ein komplett anderes Verhalten ein, als bei mikrokristallinem Silizium auf Zinkoxid-Substraten. Nur für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} leicht oberhalb der Ablationsschwelle des amorphen Siliziums ergeben sich spezifische Kontaktwiderstände R'_C deutlich unter $0.1 \Omega\text{cm}$. Bereits ab einer Energie $\bar{E}_{\text{Puls}} \approx 4.9 \mu\text{J}$ erhöht sich der spezifische Kontaktwiderstand R'_C deutlich. Er erhöht sich weiter mit steigender Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Hohe spezifische Kontaktwiderstände R'_C streuen sehr stark. Der maximal gemessene Mittelwert $\bar{R}'_{C,i-j}$ für zwei 10 mm lange Strukturierungsgräben beträgt $320 \Omega\text{cm}$

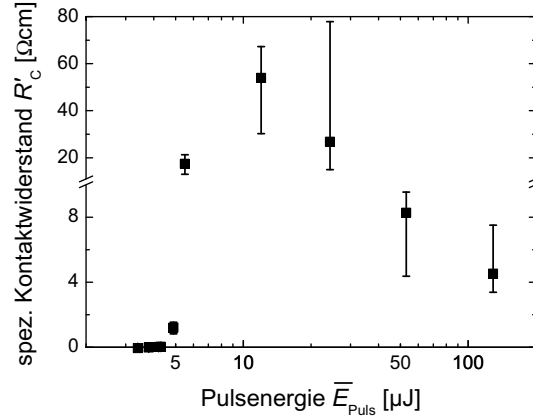


Abb. 4.7: Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} für amorphes Silizium auf AsahiU-Substrat. Lediglich für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} leicht oberhalb der Ablationsschwelle des amorphen Siliziums werden Kontaktwiderstände deutlich unter $0.1 \Omega\text{cm}$ erzielt.

bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$. Für sehr große Pulsenergien $E_{\text{Puls}} \geq 53 \mu\text{J}$ sinkt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C wieder. Er nimmt allerdings auch in diesem Bereich Werte an, die bereits zu einer deutlichen Leistungseinbuße führen. (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Die Abbildungen 4.8 (a) bis 4.8 (c) zeigen Mikroskopbilder von einem Strukturierungsgraben, der mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ hergestellt wurde (vgl. Abb. 4.7). Hierbei stellt sich ein spezifischer Kontaktwiderstand R'_C deutlich unter $0.1 \Omega\text{cm}$ ein. Die Bilder zeigen dieselbe Position in unterschiedlichen Vergrößerungsstufen. Sie wurden vor Deposition des Rückkontaktes angefertigt.

Der strukturierte Bereich besitzt ein regelmäßiges Erscheinungsbild (Abb. 4.8 (a)). Die Siliziumschicht wurde größtenteils homogen abgetragen, lediglich in wenigen Bereichen erscheint das TCO etwas heller (Abb. 4.8 (b)). Eine Betrachtung dieser Bereiche im Durchlichtmodus (Abb. 4.8 (c)) zeigt, dass sich dort Rückstände befinden. Dies ist wahrscheinlich auf Unregelmäßigkeiten der Intensitätsverteilung sowie auf leichte Schwankungen der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} zurückzuführen. Ein Indiz für die Unregelmäßig-

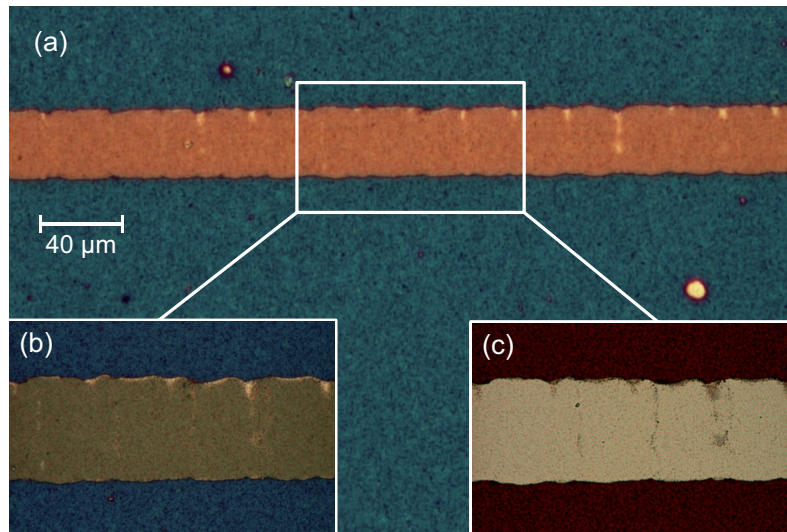


Abb. 4.8: Lichtmikroskopaufnahme eines mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ hergestellten Strukturierungsgrabens. Hierbei zeigen die Abbildungen (a) und (b) den Bereich im Auflichtmodus, wohingegen für Abbildung (c) der Durchlichtmodus verwendet wurde. (b) Die freigelegte TCO-Oberfläche besitzt ein regelmäßiges Erscheinungsbild, (c) nur gelegentlich treten leichte Rückstände auf. Der resultierende Kontaktwiderstand R'_C ist deutlich kleiner $0.1 \Omega\text{cm}$ (vgl. Abb. 4.7).

keiten der Intensitätsverteilung ist, dass die Rückstände meist an der oberen Seite des Strukturierungsgrabens zu sehen sind. Die unstrukturierten Bereiche neben dem Graben erscheinen in den Auflichtaufnahmen aufgrund des Vorhandenseins der ZnO-Schicht blau. Hier sind keinerlei Materialaufwürfe oder Redepositionen zu erkennen.

Die Abbildungen 4.9 (a) bis 4.9 (c) zeigen einen Strukturierungsgraben, der mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ hergestellt wurde. Bei dieser Energie \bar{E}_{Puls} stellt sich ein sehr hoher und stark streuender spezifischer Kontaktwiderstand im Bereich von $R'_C \approx 27 \Omega\text{cm}$ ein. Im Gegensatz zu der Probe aus den Abbildungen 4.8 (a) bis 4.8 (c) zeigt das TCO, das in dem Strukturierungsgraben freigelegt wurde, eine deutliche und unregelmäßig verlaufende Verfärbung (Abb. 4.9 (a), (b)). Die Unregelmäßigkeiten sind wahrscheinlich auch hier auf die Inhomogenitäten der Intensitätsverteilung zurückzuführen. Konfokalmikroskopaufnahmen zeigen, dass im Bereich der Verfärbungen der thermische Einfluss des Laserprozesses ca. 200 nm der TCO-Schicht entfernt hat (nicht dargestellt). Im Randbereich jedes einzelnen Ablationskraters sind keine Verfärbungen

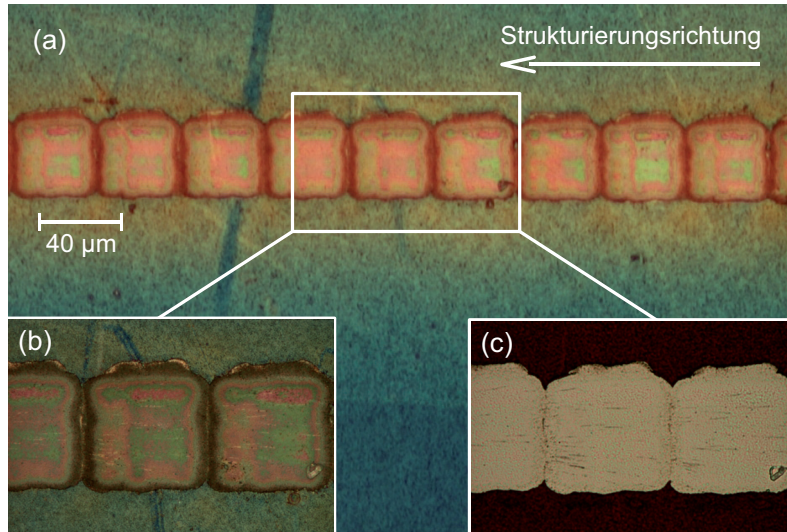


Abb. 4.9: Lichtmikroskopaufnahme eines mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ hergestellten Strukturierungsgrabens. Hierbei zeigen die Abbildungen (a) und (b) den Bereich im Auflichtmodus, wohingegen für Abbildung (c) der Durchlichtmodus verwendet wurde. (b) Die TCO-Oberfläche besitzt ein unregelmäßiges Erscheinungsbild, und (c) es sind deutliche Ablagerungen auf dem TCO zu erkennen. Der resultierende Kontaktwiderstand R'_C ist ca. $27 \Omega\text{cm}$ (vgl. Abb. 4.7).

vorhanden, da die Intensität des Laserpulses zu den Randbereichen hin abfällt (vgl. Abb. 3.5).

Durch den Laserprozess scheint flüssiges Material entstanden zu sein, welches sich explosionsartig aus dem Ablationskrater entfernt und sich in der Umgebung sprengelförmig niederschlägt. Wahrzunehmen ist dieses Verhalten in den Ausschnittsvergrößerungen. Insbesondere im Durchlichtmodus (Abb. 4.9 (c)) sind die linienförmigen Ablagerungen im Strukturierungsgraben deutlich zu erkennen.

Des Weiteren zeigt die Abbildung, dass die linienförmigen Strukturen eine deutliche Vorzugsrichtung, in der Abbildung von links nach rechts, besitzen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zur Herstellung eines Grabens zeitlich aufeinanderfolgende Laserpulse räumlich aneinander gesetzt werden. Zum Zeitpunkt der Ablation befindet sich neben dem aktuell bearbeiteten Bereich auf der rechten Seite bereits ein Ablationskrater, wohingegen auf der linken Seite noch Silizium vorhanden ist. Hierdurch schlägt sich Material auf der rechten Seite auf dem TCO nieder und verbleibt dort. Auf der gegenüberliegenden Seite hingegen lagert sich Material auf dem Silizium ab. Dieses Silizium wird von dem Folgepuls inklusive des Niederschlags entfernt.

In der Umgebung des Strukturierungsgrabens ist eine deutliche Verfärbung der ZnO-Schicht zu erkennen, die mit zunehmendem Abstand zum Graben abnimmt. Diese Verfärbung deutet ebenfalls auf eine Materialablagerung hin. Gestützt wird diese Annahme durch eine Erhöhung der Schichtdicke um ca. 30 nm in diesem Bereich, die mit einem Oberflächenprofilometer gemessen wurde.

Es hat sich gezeigt, dass die Ablation von mikrokristallinem Silizium auf ZnO-Substrat eher als unkritisch angesehen werden kann, wohingegen für die Strukturierung von amorphem Silizium auf AsahiU-Substrat nur ein sehr schmales Prozessfenster zur Verfügung steht. Aufgrund dessen liegt im Folgenden das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung der a-Si:H/SnO₂-Schichtkombination.

4.2.2 Einfluss der relativen Pulsüberlappung

Der vorherige Abschnitt hat gezeigt, dass bei amorphen Proben auf AsahiU eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ Redepositionen auf dem TCO hervorrufen kann. Diese Ablagerungen sind möglicherweise die Ursache für den hohen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C \approx 27 \Omega\text{cm}$.

Durch eine relative Pulsüberlappung $\tilde{l}_0 < 0$ können räumlich voneinander getrennte Ablationskrater erzeugt werden. Hierdurch kann die Redeposition von Material in

benachbarte Ablationskrater möglicherweise verhindert werden, da die einzelnen Ablationskrater weit voneinander entfernt sind. Ist die Pulsüberlappung $\tilde{l}_0 > 0$, so werden Teile des Strukturierungsgrabens mehrmals mit dem Laserstrahl bearbeitet, für $\tilde{l}_0 > 0.5$ sogar der gesamte Strukturierungsgraben. Durch den Mehrfachbeschuss können Redepositionen eventuell entfernt werden. Um den Einfluss der relativen Pulsüberlappung \tilde{l}_0 auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C zu untersuchen, wurden Strukturierungsgräben mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ und unterschiedlichen relativen Pulsüberlappungen \tilde{l}_0 hergestellt.

Die mit einer relativen Pulsüberlappung $\tilde{l}_0 \ll 0$ bzw. $\tilde{l}_0 > 0$ hergestellten Proben weisen innerhalb der Siliziumöffnungen keine unter dem Mikroskop erkennbaren Redepositionen auf. Exemplarisch hierfür sind in den Abbildungen 4.10 (a) bis 4.10 (d) Mikroskopaufnahmen von Proben dargestellt, die mit $\tilde{l}_0 = -1.5$ und $\tilde{l}_0 = 0.75$ hergestellt

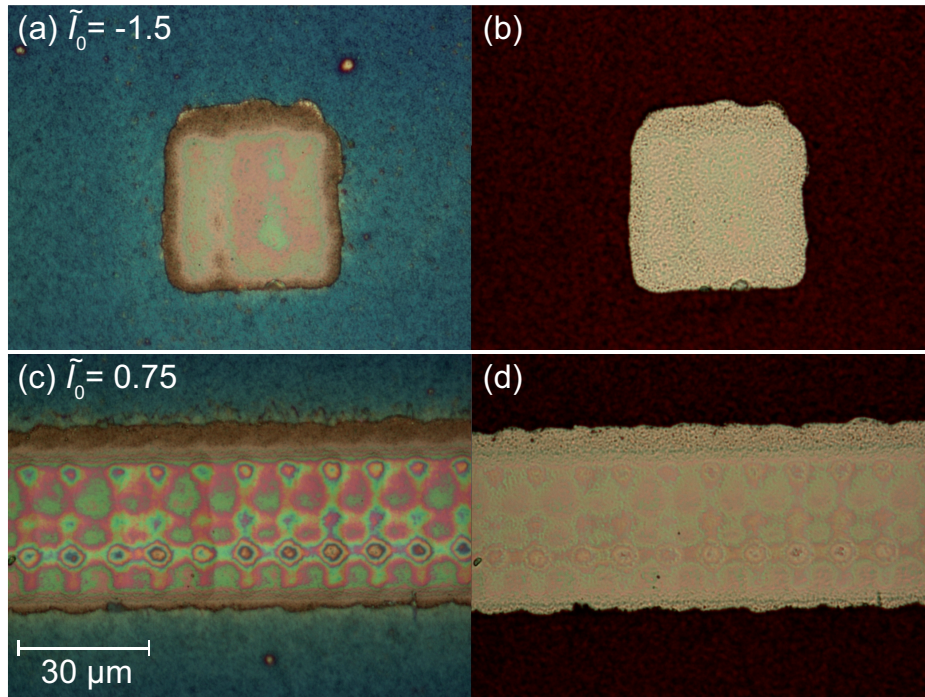


Abb. 4.10: Lichtmikroskopaufnahmen von Strukturierungsbereichen, hergestellt mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ und unterschiedlicher relativer Überlappung \tilde{l}_0 , (a,c) in Auflicht und (b,d) in Durchlicht. Für beide dargestellten Proben sind keine offensichtlichen Merkmale einer Redeposition innerhalb des Strukturierungsgrabens bzw. innerhalb des Ablationskraters erkennbar.

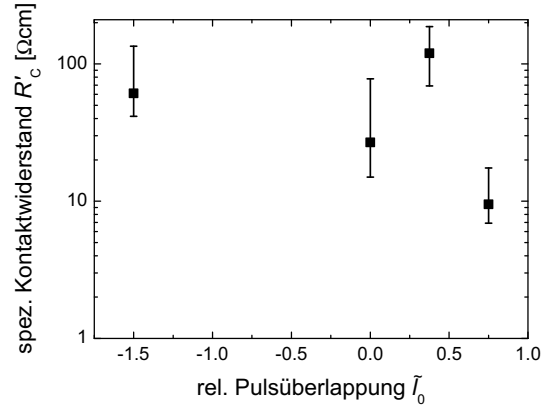


Abb. 4.11: Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der relativen Pulsüberlappung \tilde{l}_0 bei einer Laserpulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$. Unabhängig von der relativen Pulsüberlappung stellen sich stets hohe Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C ein.

wurden. Bei einer relativen Pulsüberlappung $\tilde{l}_0 = 0.75$ tritt eine starke Veränderung der TCO-Oberfläche durch den Mehrfachbeschuss ein. Konfokalmikroskopaufnahmen zeigen, dass es sich hierbei um die lokal stark unterschiedliche Ablation der TCO-Schicht handelt (nicht dargestellt). Bereichsweise ist nahezu die gesamte TCO-Schicht entfernt.

Obwohl deutliche Merkmale einer Redeposition im Strukturierungsgraben fehlen, besitzen auch die mit einer relativen Pulsüberlappung $\tilde{l}_0 \ll 0$ bzw. $\tilde{l}_0 > 0$ hergestellten Proben einen hohen spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Abbildung 4.11 zeigt den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C in Abhängigkeit von \tilde{l}_0 . Aufgrund der sich teilweise ergebenden sehr hohen Widerstände R'_C ist die Widerstandsachse in logarithmischem Maßstab dargestellt.

4.2.3 Variation des Rückkontaktes

Wie zu Beginn des Kapitels bereits erwähnt, wurde bei den Teststrukturen ein thermisch aufgedampfter, 700 nm dicker Silber-Rückkontakt eingesetzt. Im Gegensatz dazu besteht der Standardrückkontakt aus 80 nm ZnO, 200 nm Ag und weiteren 80 nm ZnO (vgl. Abschnitt 2.3.3).

Der Standardrückkontakt des IEF-5 könnte zu einem anderen spezifischen Kontaktwiderstand R'_C führen, als der Rückkontakt der Teststrukturen. Ein Grund hierfür

ist, dass der Standardrückkontakt gesputtert wird. Hierbei besitzen die Zinkoxidmoleküle bzw. Silberatome beim Auftreffen auf die TCO-Oberfläche eine höhere kinetische Energie, als dies beim thermischen Aufdampfprozess der Fall ist. Infolge dessen könnten vorhandene elektrische Barrierschichten zerstört werden.

Die zusätzliche Zinkoxid-Schicht, die sich im Standardrückkontakt unterhalb des Silbers befindet, kann ebenfalls den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C beeinflussen. Die ZnO-Schicht wird bei Raumtemperatur hergestellt und besitzt deshalb nur eine geringe Leitfähigkeit.

Um Unterschiede zwischen dem thermisch aufgedampften Rückkontakt und dem gesputterten Standardrückkontakt festzustellen, wurden Teststrukturen mit gesputtertem Standardrückkontakt hergestellt. Hierbei wurden a-Si:H-Proben verwendet und ausgewählte Pulsenergien \bar{E}_{Puls} getestet. Die resultierenden spezifischen Kontaktwiderstände R'_C sind sowohl für Teststrukturen mit thermisch aufgedampftem Rückkontakt als auch für Teststrukturen mit gesputtertem Standardrückkontakt in Abbildung 4.12 dargestellt.

Sofern die verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} nur leicht oberhalb der Ablationsschwelle des amorphen Siliziums liegt, stellen sich auch für den Standardrückkontakt sehr niedrige

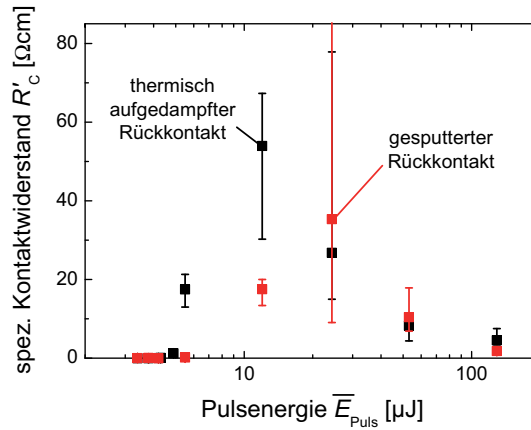


Abb. 4.12: Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} für amorphes Silizium auf AsahiU bei Verwendung des Standardrückkontaktes (rot). Als Referenz ist ebenfalls der Verlauf für den thermisch aufgedampften Silberrückkontakt dargestellt (schwarz). Es ist zu erkennen, dass sich unabhängig vom Typ des Rückkontaktes ein ähnlicher Verlauf ergibt.

spezifische Kontaktwiderstände R'_C ein. Mit steigender Pulsenergie \bar{E}_{Puls} steigt analog zum thermisch aufgedampften Rückkontakt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C rasch an. Somit ergibt sich in Abhängigkeit von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} für das gesputterte Rückkontaktsystem ein sehr ähnlicher Verlauf, wie für den thermisch aufgedampften Rückkontakt. Lediglich für $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$ und $\bar{E}_{\text{Puls}} = 12 \mu\text{J}$ liegen die spezifischen Kontaktwiderstände R'_C der Teststrukturen mit gesputtertem Standardrückkontakt deutlich unterhalb der Werte der Referenzproben.

Bei einem amorphen Silizium-Dünnschicht-Solarmodul wird vor der Strukturierung des Absorbers keine ZnO-Schutzschicht auf das Silizium aufgebracht. Bei den in diesem Kapitel beschriebenen Teststrukturen aus amorphem Silizium wurde hingegen eine ca. 80 nm dicke ZnO-Schutzschicht vor der Strukturierung des Absorbers auf das Silizium deponiert, um dieses vor Umwelteinflüssen zu schützen. Um festzustellen, ob diese Schutzschicht Einfluss auf den resultierenden spezifischen Kontaktwiderstand R'_C besitzt, wurden Teststrukturen ohne ZnO-Schutzschicht hergestellt. Für die Herstellung dieser Teststrukturen wurden lediglich charakteristische Pulsenergien \bar{E}_{Puls} ausgewählt.

Abbildung 4.13 zeigt den resultierenden spezifischen Kontaktwiderstand R'_C der Teststrukturen ohne ZnO-Schutzschicht in Abhängigkeit von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Als Vergleichsgrößen sind die spezifischen Kontaktwiderstände R'_C der Teststrukturen mit

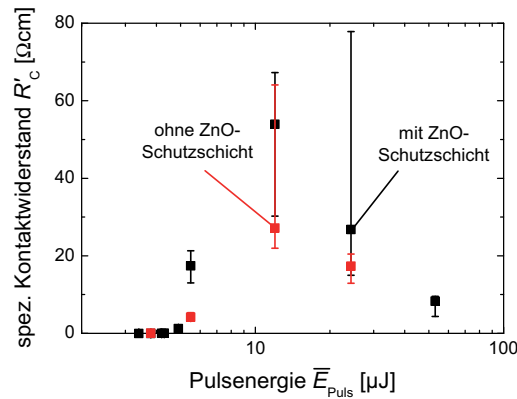


Abb. 4.13: Einfluss der ZnO-Schutzschicht auf den Verlauf des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} . Rot dargestellt ist der Verlauf für Proben ohne ZnO-Schutzschicht und schwarz dargestellt ist der Verlauf, sofern vor der Siliziumstrukturierung eine Schutzschicht auf dem Silizium deponiert wurde. Es ist zu erkennen, dass die Schutzschicht nahezu keinen Einfluss auf den Verlauf des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C besitzt.

ZnO-Schutzschicht angegeben. Die ZnO-Schutzschicht besitzt nahezu keinen Einfluss auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Der Verlauf in Abhängigkeit von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} ist sehr ähnlich.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass die Ergebnisse, die mit den Teststrukturen mit ZnO-Schutzschicht und 700 nm dickem, thermisch aufgedampftem Rückkontakt erzielt wurden, auch Gültigkeit besitzen für eine Schichtfolge, wie sie in einem Silizium-Dünnschicht-Solarmodul vorzufinden ist.

4.3 Nachbehandlung

Die bisherigen Untersuchungen konzentrierten sich auf den Einfluss verschiedener Laserstrukturierungsparameter auf die elektrische Qualität der Siliziumstrukturierung. Hierbei hat sich gezeigt, dass für Proben aus amorphem Silizium auf AsahiU-Substraten nur ein sehr schmales Prozessfenster bezüglich der verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} existiert.

Ob die hohen spezifischen Kontaktwiderstände R'_C bei den amorphen Proben auf eine Beschädigung der TCO-Schicht zurückzuführen ist, oder ob durch den Laserprozess eine schlecht leitfähige Zwischenschicht auf der Oberfläche des TCOs generiert wird, konnte bisher nicht geklärt werden. Um dies weiter zu untersuchen, wurden Proben mit zu hohen spezifischen Kontaktwiderständen R'_C führenden Parametern hergestellt (Slablaser, Top-Hat-Profil, $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$, $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \text{ } \mu\text{J}$, $v_{x,y} = 400 \text{ mm/s}$, vgl. Abb. 4.7) und nach der Siliziumstrukturierung nasschemisch behandelt. Für die Untersuchungen wurden mehrere unterschiedlich starke Säuren und Laugen verwendet sowie eine Behandlung mit Ultraschallwellen in deionisiertem Wasser durchgeführt. Durch die Nachbehandlung soll eine evtl. vorhandene Zwischenschicht entfernt werden. Da Zinndioxid eine chemisch sehr stabile Verbindung ist, wird es durch die verwendeten Chemikalien nicht angegriffen.

4.3.1 Nasschemisches Ätzen

Die Stärke einer Säure ist definiert durch die Fähigkeit des Säuremoleküls, ein Proton abzugeben und hierdurch eine chemische Reaktion auszulösen. Eine Möglichkeit, diese Stärke einer Säure zu quantifizieren besteht darin, die Anzahl der Säuremoleküle, die bei Verdünnung mit Wasser dissoziieren und protoniertes Wasser bilden (H_3O^+), zu analysieren. Die sich hierbei ergebende Säuredissoziationskonstante

$$K_S = \frac{c(\text{B}) c(\text{H}_3\text{O}^+)}{c(\text{S})}, \quad (4.6)$$

hängt von der Konzentration $c(\text{H}_3\text{O}^+)$ des protonierten Wassers in der wässrigen Lösung, der Konzentration $c(\text{B})$ der zur Säure korrespondierenden Base und der Konzentration $c(\text{S})$ der nicht dissoziierten Säuremoleküle ab [64]. Aufgrund der enormen Größenunterschiede der Säuredissoziationskonstanten K_{S} unterschiedlicher Säuren ist es zweckmäßig, die Größe zu logarithmieren. Der sich hierdurch ergebende Säureexponent pK_{S} ist definiert als der negative dekadische Logarithmus der Säuredissoziationskonstanten K_{S} .

Hinsichtlich ihrer Stärke werden Säuren in drei Gruppen eingeteilt. Es gilt

$$\begin{aligned} pK_{\text{S}} < 0 & \Rightarrow \text{starke Säure} \\ 0 < pK_{\text{S}} < 4.5 & \Rightarrow \text{mittelstarke Säure} \\ pK_{\text{S}} > 4.5 & \Rightarrow \text{schwache Säure.} \end{aligned}$$

Die Stärke einer Base wird durch die Fähigkeit der Protonenaufnahme definiert. Durch Protonenaufnahme entstehen in wässrigen Lösungen Hydroxid-Ionen (OH^-), da das Basenmolekül ein Proton des Wassermoleküls aufnimmt. Die Konzentration der Hydroxid-Ionen in wässrigen Lösungen ist demnach ein Maß für die Stärke einer Base. Analog zur Säuredissoziationskonstanten K_{S} können die Basekonstante K_{B} und der Baseexponent pK_{B} definiert werden. Die Einteilung der Stärke einer Base folgt analog der Einteilung der Säuren.

Eine weitere wichtige Größe ist die Konzentration der Ätzlösung. Hierdurch wird die Anzahl der potentiell zur Verfügung stehenden Protonendonatoren (Säure) bzw. Protonenakzeptoren (Base) festgelegt. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die zur Nachbehandlung verwendeten Säuren und Basen. Die Ätzlösungen sind hierbei hinsichtlich ihrer Stärke absteigend sortiert. Salzsäure wurde in vier verschiedenen Konzentrationen verwendet (0.125 %, 0.5 %, 2 % und 25 %).

In Abbildung 4.14 (a) sind die spezifischen Kontaktwiderstände R'_{C} der nasschemisch behandelten Teststrukturen dargestellt. Als Referenz ist zudem der spezifische Kontaktwiderstand R'_{C} einer unbehandelten Probe angegeben.

Ammoniakwasser erzielt im Gegensatz zu allen anderen nur leicht verdünnten Säuren und Basen keine deutliche Verbesserung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_{C} gegenüber der unbehandelten Referenzprobe (Abb. 4.14 (a)). Wahrscheinlich ist der Grund hierfür, dass es sich bei Ammoniakwassers um eine schwache Base handelt. Stark verdünnte Salzsäure ($c_{\text{HCl}} < 2\%$) besitzt ebenfalls keinen positiven Effekt auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_{C} , wohingegen mit größeren Konzentrationen eine deutliche Reduzierung des spezifischen Kontaktwiderstand R'_{C} erreicht wird. Grund

Tab. 4.1: Übersicht der zur Nachbehandlung verwendeten Säuren und Basen. Die Ätzlösungen sind entsprechend ihrer Stärke absteigend sortiert.

Name	Zusammensetzung	Art	Konzentration	pK_S bzw. pK_B ($T = 25^\circ\text{C}$)
Salzsäure	HCl	Säure	0.125 % - 25 %	-8
Schwefelsäure	H ₂ SO ₄	Säure	95 % - 97 %	-3
Salpetersäure	HNO ₃	Säure	65 %	-1.3
Natronlauge	NaOH	Base	25 %	-0.56
Flusssäure	HF	Säure	1 %	3.17
Ammoniakwasser	NH ₃	Base	25 %	4.7
Wasserstoffperoxid	H ₂ O ₂	Säure	30 %	11.62

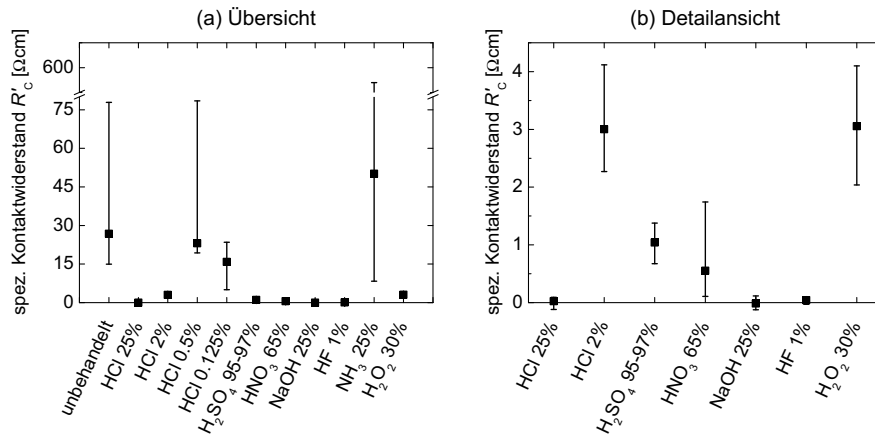


Abb. 4.14: (a) Einfluss der Nachbehandlung des Strukturierungsgrabens mit Säuren bzw. Basen auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Viele der getesteten Chemikalien besitzen einen positiven Einfluss auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Hieraus kann geschlossen werden, dass der spezifische Kontaktwiderstand R'_C durch eine Barrierschicht und nicht durch eine Zerstörung der TCO-Schicht hervorgerufen wird. (b) Separate Betrachtung der Chemikalien, die den größten Einfluss auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C besitzen.

hierfür könnte sein, dass zu wenig Reaktionspartner in den stark verdünnten Lösungen zur Verfügung stehen.

In Abbildung 4.14 (b) sind die Ätzlösungen, welche einen positiven Effekt auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C besitzen, nochmals gesondert abgebildet. Hierdurch werden die Unterschiede zwischen den Ergebnissen deutlicher. Durch die jeweilige Anwendung von Natronlauge, wenig verdünnter Salzsäure ($c_{\text{HCl}} = 25\%$) oder stark verdünnter Flusssäure lässt sich der spezifische Kontaktwiderstand R'_C auf Werte unter $0.1\ \Omega\text{cm}$ reduzieren. Hierbei sind sowohl Salzsäure als auch Natronlauge starke Ätzlösungen. Flusssäure hingegen ist mit einem pK_s -Wert von 3.17 lediglich eine mittelstarke Säure, welche zudem stark verdünnt verwendet wurde. Eine besondere Eigenschaft der Flusssäure ist allerdings, dass sie in der Lage ist, Siliziumoxid-Verbindungen zu zersetzen. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass bei der Ausbildung hoher spezifischer Kontaktwiderstände R'_C Siliziumoxid-Verbindungen beteiligt sind. Allerdings sind sowohl Salzsäure als auch Natronlauge nicht in der Lage, reines Siliziumoxid zu entfernen. Somit liegt die Vermutung nahe, dass die hohen spezifischen Kontaktwiderstände R'_C durch eine Barrierschicht zustande kommen, welche nur zu einem Teil aus Siliziumoxid besteht.

Konzentrierte Schwefelsäure sowie leicht verdünnte Salpetersäure führen bereits zu einem nicht vernachlässigbaren spezifischen Kontaktwiderstand R'_C von ca. $1\ \Omega\text{cm}$, und das, obwohl beides starke Säuren sind. Allerdings sind beide schwächer als Salzsäure. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass leichte Variationen der Einwirkzeit zu diesem Ergebnis geführt haben könnten. Ein noch höherer spezifischer Kontaktwiderstand R'_C von ca. $3\ \Omega\text{cm}$ stellt sich bei Verwendung der sehr schwachen Säure Wasserstoffperoxid sowie der stark verdünnten Salzsäure ($c_{\text{HCl}} = 2\%$) ein.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die hohen spezifischen Kontaktwiderstände R'_C sehr wahrscheinlich nicht durch eine Schädigung der SnO_2 -Schicht des AsahiU-Substrates zustande kommen. Stattdessen werden sie durch eine elektrische Barrierschicht hervorgerufen, welche nasschemisch entfernt werden kann.

4.3.2 Ultraschallbehandlung

Eine weitere Methode der Nachbehandlung ist das Reinigen der Strukturierungsgräben mit Hilfe von Ultraschallwellen. Auch hierzu wurden amorphe Proben mit zu hohen spezifischen Kontaktwiderständen R'_C führenden Parametern hergestellt (Slablaser, Top-Hat-Profil, $f_{\text{Puls}} = 10\ \text{kHz}$, $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3\ \mu\text{J}$, $v_{x,y} = 400\ \text{mm/s}$) und für unterschiedliche Zeiträume t_{US} in einem mit deionisiertem Wasser gefüllten Ultraschallbad gereinigt.

Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C als Funktion der Ultraschall-Reinigungszeit t_{US} .

Es zeigt sich, dass durch die Ultraschallbehandlung lediglich eine leichte Reduzierung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C erzielt wird. Es ergibt sich auch nach einer Behandlungsdauer t_{US} von bis zu vier Stunden ein spezifischer Kontaktwiderstand R'_C von ca. $10 \Omega\text{cm}$. Dies könnte darauf hinweisen, dass Teile der Barrierschicht durch die Behandlung entfernt werden. Allerdings gibt es auch einen gegenüber der Methode resistenten Teil. Demnach eignet sich die Methode nicht, um den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C auf einen Wert zu reduzieren, der für den Einsatz in einem Solarmodul akzeptabel ist (vgl. Abschnitt 2.2.2).

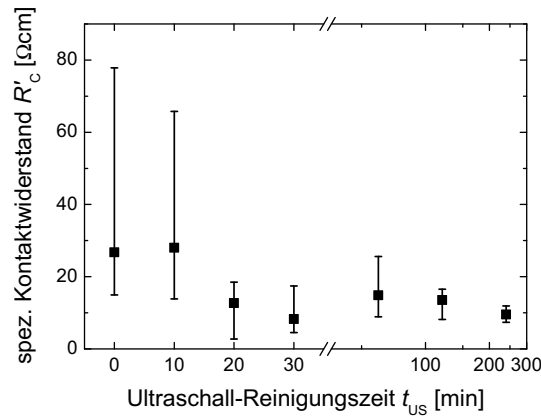


Abb. 4.15: Einfluss der Ultraschallreinigung des Strukturierungsgrabens auf den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Mit zunehmender Reinigungsdauer t_{US} zeigt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C eine leicht abnehmende Tendenz.

4.4 Einfluss auf Zelleigenschaften

Die vorherigen Abschnitte haben gezeigt, dass die zur Absorberstrukturierung verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} einen großen Einfluss auf den resultierenden spezifischen Kontaktwiderstand R'_C bei einem a-Si:H/AsahiU-Schichtsystem besitzt. Im Folgenden wird der Einfluss der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} auf die elektrischen Eigenschaften von Solarmodulen untersucht. Hierzu wird im Gegensatz zu den bisherigen Untersuchungen nicht der Slablaser, sondern der RSY10E SHG Laser verwendet. Dieser besitzt statt eines Top-Hat-Profiles eine gaußförmige Intensitätsverteilung im Fokus. Um die Ergebnisse mit den bisherigen Resultaten vergleichen zu können, wird für die gaußförmige Intensitätsverteilung zunächst der spezifische Kontaktwiderstand R'_C in Abhängigkeit von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} mit Hilfe der bereits bekannten Teststruktur bestimmt.

Durch das annähernd 2-dimensionale Top-Hat-Profil des Slablasers wurde bei den bisherigen Untersuchungen der gesamte Strukturierungsgraben mit nahezu konstanter Laserstrahlintensität I bearbeitet. Im Gegensatz zu einem 2-dimensionalen Top-Hat-Profil ist die Laserstrahlintensität I eines Grundmode-Lasers nicht homogen, sondern sinkt vom Zentrum des Laserstrahls aus radialsymmetrisch nach außen (vgl. Abschnitt 3.2). Abbildung 4.16 illustriert die Unterschiede zwischen einem Top-Hat-Laser und einem Grundmode-Laser.

Durch die abfallende Intensität eines Grundmode-Lasers sinkt analog dazu der Energieeintrag vom Zentrum des zu strukturierenden Bereichs zum Rand hin. Dies kann einen Einfluss auf den resultierenden spezifischen Kontaktwiderstand R'_C haben, sofern nur der lokale Energieeintrag den resultierenden Kontaktwiderstand R'_C bestimmt.

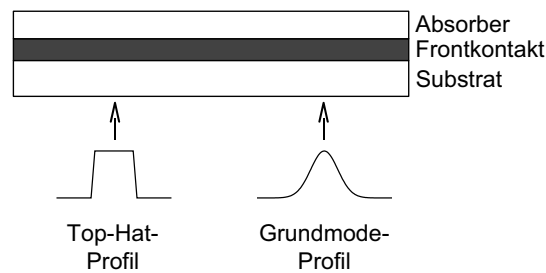


Abb. 4.16: Vergleich des Intensitätsprofils eines Top-Hat-Lasers mit dem Intensitätsprofil eines Grundmode-Lasers. Beim Top-Hat-Laser ergibt sich eine nahezu homogene Energieeinkopplung in den Absorber, wohingegen beim Grundmode-Laser die Energiedichte vom Zentrum zum Rand hin abfällt.

Diese Annahme wird im Folgenden überprüft. Hierzu wurden Teststrukturen aus amorphem Silizium auf AsahiU-Substrat hergestellt, bei denen die Absorberstrukturierung mit dem RSY10E SHG-Laser durchgeführt wurde. Bei diesem Laser kann von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung im Fokus ausgegangen werden.

Abbildung 4.17 zeigt für ein gaußförmiges Intensitätsprofil die Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der mittleren Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Die Teststrukturen wurden mit einer konstanten Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 17 \text{ kHz}$ und einer konstanten Verfahrensgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800 \text{ mm/s}$ hergestellt.

Der spezifische Kontaktwiderstand R'_C hängt für eine gaußförmige Intensitätsverteilung und für eine Top-Hat-Verteilung in gleicher Weise von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} ab. Für kleine Pulsenergien \bar{E}_{Puls} ergeben sich sehr niedrige Werte für den spezifischen Kontaktwiderstand R'_C . Diese erhöhen sich deutlich mit steigender Energie \bar{E}_{Puls} .

Um dieses Ergebnis weiter zu verifizieren und den Einfluss des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C der Serienschaltung auf Solarmodule zu untersuchen, wurden weitere Experimente durchgeführt. Mit dem RSY10E SHG wurden die Siliziumstrukturierungsgräben P2 zweier amorphen Solarmodule auf AsahiU-Substraten hergestellt. Die Solarmodule besitzen eine Aperturfläche von 64 cm^2 . Die Fläche teilt sich auf in 16 in Serie

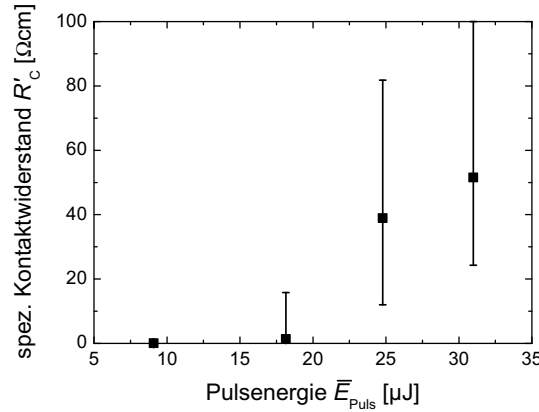


Abb. 4.17: Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} bei Einsatz eines gaußförmigen Laserstrahls. Die Teststruktur besteht aus amorphem Silizium auf AsahiU-Substrat. Auch hierbei stellen sich nur bei Verwendung sehr kleiner Pulsenergien \bar{E}_{Puls} , leicht oberhalb der Ablationsschwelle des Siliziums, spezifische Kontaktwiderstände R'_C unter $0.1 \Omega\text{cm}$ ein.

geschaltete Zellstreifen der Breite $w_a + w_d = 0.5$ cm, die Länge l der Zellstreifen beträgt je 8 cm.

Auf beiden Modulen wurde jeder Siliziumstrukturierungsgraben mit einer anderen, zwischen $5 \mu\text{J}$ und $39 \mu\text{J}$ liegenden Pulsenergie \bar{E}_{Puls} hergestellt. Die Qualität der Siliziumstrukturierung wurde anhand des Serienwiderstandes R_s der Einzelzellstreifen bewertet. Hierbei wurde der Serienwiderstand der Hellkennlinie im U_{oc} herangezogen (vgl. Gleichung (2.13)). Der Einfluss der Siliziumstrukturierung auf die Solarzelle wurde mit Hilfe des Füllfaktor FF begutachtet.

Abbildung 4.18 (a) zeigt den Serienwiderstand R_s der untersuchten Einzelzellstreifen als Funktion der verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse für die beiden verwendeten Module sehr gut übereinstimmen. Die Abhängigkeit des Serienwiderstandes R_s von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} entspricht der Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C von der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Verglichen zu den spezifischen Kontaktwiderständen R'_C aus Abbildung 4.17 ergeben sich jedoch für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} , die zu hohen spezifischen Kontaktwiderständen R'_C führen, relativ geringe Serienwiderstände R_s . Gründe hierfür sind die Länge $l = 8$ cm der Strukturierungsgräben im Modul und die typischerweise für hohe spezifische Kontaktwiderstände R'_C große Streuung.

Abbildung 4.18 (b) zeigt den Einfluss der Siliziumstrukturierung auf die Solarmodul- bzw. Solarzeleigenschaften. Der Verlauf des Füllfaktors FF der Einzelzellstreifen bei-

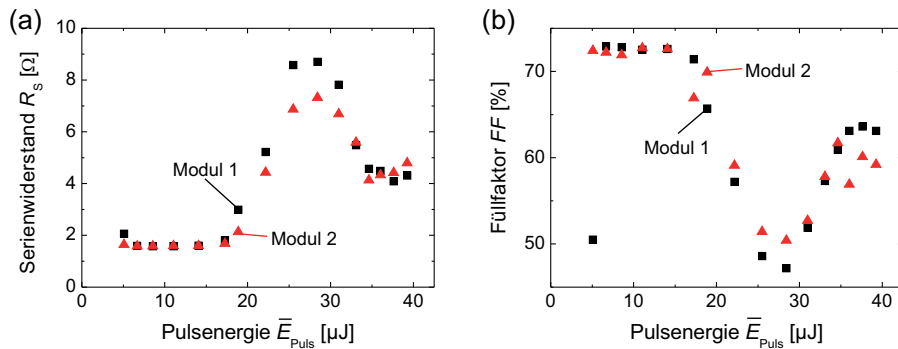


Abb. 4.18: Abhängigkeit des Serienwiderstandes R_s (a) und des Füllfaktors FF (b) der Einzelzellstreifen zweier amorpher Solarmodule in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} , welche bei der Absorberstrukturierung verwendet wurde. Zur Strukturierung wurde ein gaußförmiger Laserstrahl eingesetzt. Der jeweilige Serienwiderstand R_s wurde aus den Hellkennlinien der Einzelzellstreifen ermittelt.

der Module entspricht hierbei nahezu dem Verlauf des Wirkungsgrades η . Verglichen mit dem Serienwiderstand R_s stellt sich ein annähernd spiegelsymmetrischer Verlauf bezüglich der Pulsenergie-Achse ein. Lediglich bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5 \mu\text{J}$ ergibt sich für Modul 1 eine starke Abweichung zwischen Serienwiderstand R_s und Füllfaktor FF .

Die Abbildungen 4.19 (a) und 4.19 (b) zeigen thermographische Aufnahmen der beiden untersuchten Module. Hierbei wurden die Module bei einem Dunkelstrom $I_d = 120 \text{ mA}$ in Vorwärtsrichtung betrieben. Die für die Absorberstrukturierung verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} steigt in den Bildern jeweils von links nach rechts. Die Kontaktwiderstandsproblematik zeigt sich durch eine Temperaturerhöhung im Bereich der Strukturierung. Bei beiden Modulen ist für die ersten sechs Strukturierungsgräben keine erhöhte Wärmeentwicklung erkennbar. Dieses deckt sich in hohem Maße mit den Ergebnissen der Serienwiderstandsbestimmung. Auch für die folgenden Strukturierungsbereiche zeigt sich eine starke Korrelation mit dem Serienwiderstand R_s der Hellkennlinie. Für hohe Werte von R_s ergeben sich hohe Temperaturen in dem Strukturierungsbereich.

Sehr gut zu erkennen ist zudem die starke Streuung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C , sofern dieser hohe Werte annimmt. Einige Bereiche eines Strukturierungsgra-

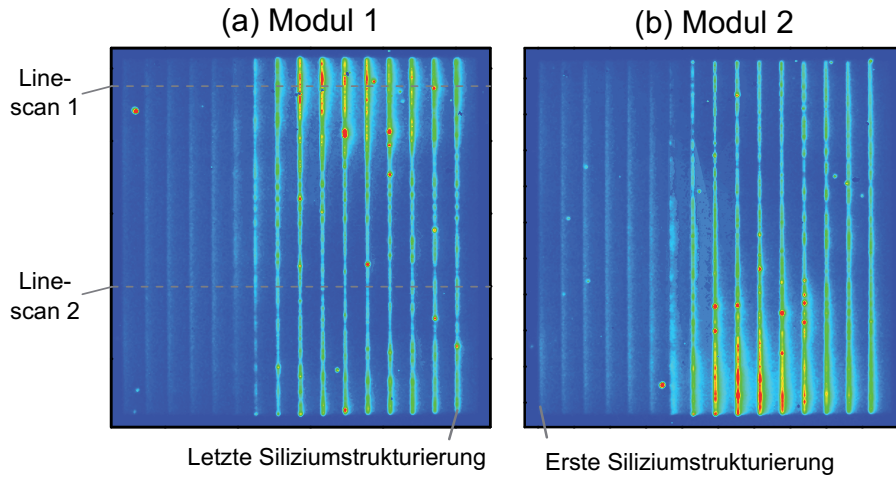


Abb. 4.19: Thermographische Analyse der Module, deren Kenndaten in Abb. 4.18 dargestellt sind. Die Module wurden bei einem Dunkelstrom $I_d = 120 \text{ mA}$ in Vorwärtsrichtung betrieben. Bei den Zellstreifen mit hohem Serienwiderstand wird viel Wärme generiert, wodurch hohe Verluste entstehen.

bens erzeugen deutlich mehr Wärme als andere Bereiche desselben Strukturierungsgrabens.

Abbildung 4.20 (a) verdeutlicht diesen Sachverhalt nochmals anhand von zwei Linescans des Moduls 1. Die Positionen der beiden Scans sind in Abbildung 4.19 (a) gekennzeichnet. Linescan 1 wurde an einer y -Position durchgeführt, an der bei Zellstreifen mit hohem Serienwiderstand R_s viel Wärme im Strukturierungsgraben produziert wird. Linescan 2 hingegen wurde an einer y -Position aufgezeichnet, an der bei Zellstreifen mit hohem Serienwiderstand R_s deutlich weniger Wärme im Strukturierungsgraben entsteht. Der erste Verschaltungsbereich befindet sich bei $x = 0$ cm, die restlichen 15 folgen in Abständen von je 0.5 cm.

Die Abbildung 4.20 (a) zeigt zudem, dass dort, wo viel Wärme im Strukturierungsgraben dissipiert wird, auch viel Wärme im daran angrenzenden Bereich des Zellstreifens entsteht. Dort, wo bei hohem R_s relativ wenig Wärme im Strukturierungsgraben produziert wird, entsteht auch wenig Wärme im daran angrenzenden Bereich des Zellstreifens. Im Bereich des Linescans 2 produzieren die Zellstreifen mit hohem R_s ($4 \text{ cm} \leq x \leq 7 \text{ cm}$) sogar weniger Wärme als die Zellstreifen mit niedrigem R_s .

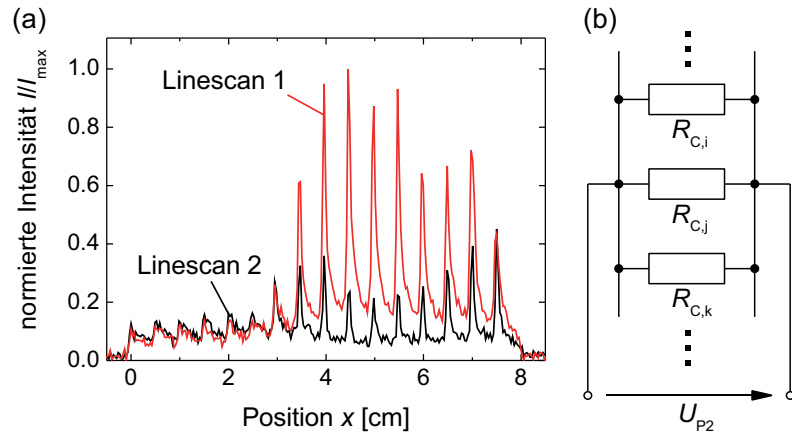


Abb. 4.20: (a) Linescans der Thermographieanalyse des Moduls aus Abbildung 4.19 (a). Linescan 1 wurde an einer y -Position durchgeführt, an der viel Wärme entsteht. Linescan 2 hingegen wurde an einer y -Position durchgeführt, an der wenig Wärme entsteht. (b) Die Kontaktwiderstände R'_C sind in der Serienverschaltung prinzipiell parallel verschaltet. Hierdurch wird dort am meisten Energie dissipiert, wo R'_C am kleinsten ist.

($0 \text{ cm} \leq x \leq 3 \text{ cm}$). Dies deutet darauf hin, dass Zellen mit hohem R_s im Bereich des Linescans 2 einen geringeren Stromfluss besitzen.

Somit handelt es sich bei den heißen Stellen im Strukturierungsgraben um die Stellen, die tendenziell einen geringeren spezifischen Kontaktwiderstand R'_C aufweisen. Hierdurch kann in Bereichen mit kleinerem R'_C mehr Strom fließen, da es sich bei dem Strukturierungsgraben, wie in Abbildung 4.20 (b) angedeutet, elektrisch um eine Parallelschaltung handelt. Zudem wird im kleinsten R'_C nach

$$P'_{\text{el}} = \frac{U_{\text{P2}}^2}{R'_C} \quad (4.7)$$

die höchste elektrische Leistung umgesetzt, was die starke Wärmeentwicklung im Strukturierungsgraben erklärt.

Aus den Thermographieaufnahmen lässt sich außerdem ableiten, weshalb es eine Abweichung in der Symmetrie zwischen Füllfaktor FF und Serienwiderstand R_s bei Modul 1 gibt. Die Aufnahme des ersten Moduls (Abb. 4.19 (a)) zeigt deutlich, dass sich in seinem ersten Zellstreifen ein Kurzschluss befindet. Dieser führt zu der drastischen Minderung des Füllfaktors FF , obwohl die Siliziumstrukturierung einen geringen Serienwiderstand R_s hervorruft.

4.5 Analyse der Barrierschicht

In diesem Abschnitt wird die zur Erhöhung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C führende Barrierschicht genauer analysiert. Für die Untersuchungen wurden drei charakteristische Proben gewählt. Die Proben bestehen aus Glassubstrat, SnO_2 , a-Si:H und ZnO-Schutzschicht. Die erste Probe wurde mit Parametern hergestellt, die zu einem spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$ führen (Slablaser, Top-Hat-Profil, $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$, $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$, $v_{x,y} = 250 \text{ mm/s}$, vgl. Abb. 4.8). Bei der Herstellung der zweiten Probe wurden Parameter verwendet, die einen hohen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C \approx 27 \Omega\text{cm}$ verursachen (Slablaser, Top-Hat-Profil, $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$, $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$, $v_{x,y} = 400 \text{ mm/s}$, vgl. Abb. 4.9). Die dritte Probe wurde analog der zweiten Probe hergestellt und anschließend mit Salzsäure ($c_{\text{HCl}} = 25 \%$) nachbehandelt, so dass sich ein spezifischer Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$ einstellt (vgl. Abb. 4.14). Durch die Nachbehandlung wurde ebenfalls die ZnO-Schutzschicht entfernt.

Die ausgewählten Proben wurden vor der Deposition des Silber-Rückkontaktes untersucht, da nach der Deposition der Zugang zur Frontkontaktoberfläche nicht mehr

möglich ist. Die Oberflächen der Frontkontakte wurden mit Hilfe hoch aufgelöster Rasterelektronenmikroskopie (REM) analysiert [65]. Hiermit ist es möglich, feinste Ablagerungen sowie Beschädigungen der TCO-Schicht sichtbar zu machen.

Zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Barrierschicht wurde die Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie (SIMS) verwendet [66]. Bei der Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie wird mit Hilfe eines fokussierten Primär-Ionenstrahls die Probenoberfläche Schicht für Schicht abgetragen. Die Masse der hierbei abgelösten Sekundär-Ionen wird analysiert, wodurch deren Elementtyp bestimmt werden kann. Es besteht die Möglichkeit, den Primär-Ionenstrahl über die Probe zu rastern, wodurch ein zweidimensionales Abbild der Elementverteilung erzeugt werden kann.

Bei dem verwendeten SIMS-Gerät (SIMS ATOMIKA 4000) findet die Massenbestimmung in einem Quadrupol-Massenspektrometer statt. Hierdurch kann je Schichtabtrag nur ein Elementtyp detektiert werden. Die laterale Auflösung der Analyse ist hauptsächlich bestimmt durch den Querschnitt des Primär-Ionenstrahls, der ca. $3\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Als Primär-Ionen wurden O_2^+ -Moleküle verwendet, die mit einer Spannung von 6 kV auf die Probe beschleunigt wurden. Durch die hohe kinetische Energie der Primär-Ionen kommt es beim Abtrag der Schichten zu einer leichten Durchmischung der im Bearbeitungsbereich vorhandenen Elemente [67].

Mit Hilfe der Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie ist an allen drei Proben die laterale Verteilung von $^{28}\text{Si}^+$ - und $^{120}\text{Sn}^+$ -Ionen an bzw. nahe der Oberfläche gemessen worden. Zudem wurde die laterale Verteilung von $^{28}\text{Si}^+$ in unterschiedlichen Tiefen bestimmt. Hierbei konnte genutzt werden, dass durch den Primär-Ionenstrahl während der Messung ein Probenabtrag stattfindet. Somit kann durch Mehrfachmessungen am selben Ort eine Tiefeninformation gewonnen werden.

Insgesamt wurden je Probe an einem Ort acht Messungen der lateralen Siliziumverteilung auf einer Fläche von $200\text{ }\mu\text{m} \times 200\text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt. Bei den verwendeten Parametern würde sich in reinem kristallinem Silizium je Messung ein Abtrag von ca. 1 nm ergeben. Aufgrund der geringen Unterschiede der Ergebnisse zweier hintereinander durchgeführter Messungen wird im Folgenden jeweils nur jede zweite Messung der lateralen Siliziumverteilung dargestellt. Die Ergebnisse sind logarithmisch skaliert.

Des Weiteren sind für die beiden nicht nachbehandelten Proben lateral nicht aufgelöste Tiefenprofile von Silizium und Zinn erstellt worden. Diese wurden in einem ca. $17\text{ }\mu\text{m} \times 17\text{ }\mu\text{m}$ großen Quadrat zentrisch innerhalb eines Ablationskraters der Strukturierungsgräben durchgeführt. Die Messparameter wurden hierbei so gewählt, dass sich in reinem kristallinem Silizium pro Minute ein Abtrag von ca. 1 nm einstellen würde.

4.5.1 Niederohmiger Kontakt - Probe 1

Die Abbildungen 4.21 (a) und 4.21 (b) zeigen REM-Aufnahmen der ersten Probe, welche unmittelbar nach der Herstellung ohne Nachbehandlung einen sehr niedrigen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$ aufweist. Dargestellt ist ein Bereich neben dem Strukturierungsgraben (Abb. 4.21 (a)) sowie ein Bereich innerhalb des Grabens (Abb. 4.21 (b)). Zusätzlich zeigt die schematische Skizze im oberen Bereich der Darstellung (a) die Positionen der beiden hochauflösten Abbildungen (a) und (b).

In Abbildung 4.21 (a) ist die Oberfläche der ZnO-Schutzschicht zu sehen, die sich auf dem amorphen Silizium befindet. In diesem Bereich sind keine eindeutigen Merkmale einer Materialablagerung erkennbar. Dies deckt sich mit den Resultaten der Lichtmikroskopaufnahmen gemäß Abbildung 4.8. Die Struktur der Oberfläche entsteht durch die Rauheit des Frontkontaktes. Da die einzelnen Schichtdepositionen allerdings keine perfekte konforme Abbildung darstellen, ist die ZnO-Oberfläche, verglichen zur Oberfläche des Frontkontaktes, stark geglättet.

Im Boden des Strukturierungsgrabens ist die Oberfläche der Frontkontaktschicht zu erkennen (Abb. 4.21 (b)). Die Oberfläche ist durch den Ablationsprozess zu einem großen Teil freigelegt. Die Oberflächenstruktur des SnO_2 ist hierbei vollständig erhalten geblieben. Lediglich ein geringer Anteil der Oberfläche ist durch kleine kugelförmige Ma-

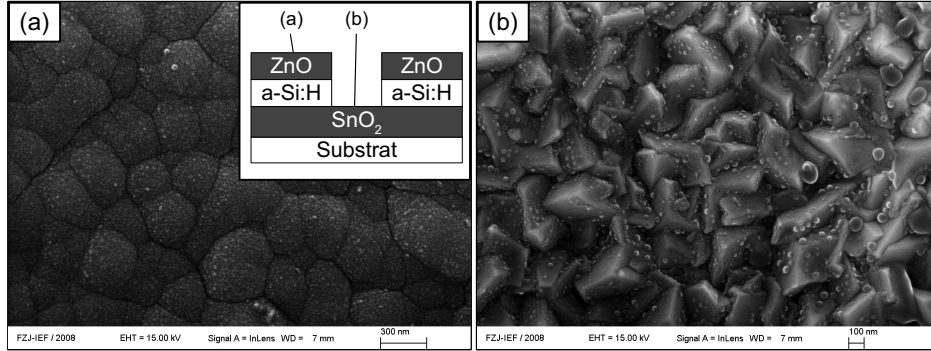


Abb. 4.21: (a) Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Oberfläche neben dem Strukturierungsgraben sowie (b) der Oberfläche im Strukturierungsgraben. Neben dem Graben sind keine offensichtlichen Anzeichen für Redepositionen erkennbar, wohingegen sich im Graben kugelförmige Ablagerungen befinden. Die Probe wurde mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ hergestellt, wodurch sie ein spezifischer Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$ ergibt.

terialablagerungen bedeckt, deren Durchmesser weniger als 100 nm beträgt. Die Form der Ablagerungen lässt darauf schließen, dass es sich um erstarrte Schmelze handelt.

Da das SnO_2 durch den Laserprozess nicht angegriffen wurde, bestehen die Ablagerungen höchstwahrscheinlich aus Silizium oder Siliziumoxid-Verbindungen, wobei der hierfür benötigte Sauerstoff aus der Luft stammen kann. Angesichts des geringen Bedeckungsgrades der SnO_2 -Oberfläche behindern die Ablagerungen, unabhängig von ihrer Leitfähigkeit, den Stromtransport im Strukturierungsgraben nicht. Hierdurch ergibt sich der geringe spezifische Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$.

Abbildung 4.22 (a) zeigt die laterale Verteilung des Siliziums der Probe für unterschiedliche Abtragstiefen. Die erste Messung der lateralen Verteilung des Siliziums zeigt ebenfalls, dass trotz der Laserablation innerhalb des Strukturierungsgrabens noch Silizium vorhanden ist. Das Silizium verteilt sich innerhalb des gesamten Grabens. Allerdings ist aufgrund der, verglichen zum REM, geringen lateralen Auflösung der SIMS davon auszugehen, dass das detektierte Silizium nahezu ausschließlich aus den kugelförmigen Ablagerungen stammt.

Da außerhalb des Grabens das ursprünglich abgeschiedene Silizium durch eine ZnO-Schicht bedeckt ist, wird Silizium dort nicht detektiert. Die sich neben dem Graben ergebenden geringen Siliziumsignale können durch eine Silizium-Kontamination des Zinkoxides hervorgerufen werden. Wahrscheinlicher ist allerdings, dass sich eine geringe Anzahl von Siliziumatomen durch Redeposition neben dem Strukturierungsgraben abgelagert hat. Deren Konzentration ist so gering, dass sie nicht im REM sichtbar wurden. In einigen Bereichen nahe dem Strukturierungsgraben liegt das redeponierte Silizium in leicht erhöhter Konzentration vor.

Eine in ca. 0.5 nm bis 2 nm Tiefe durchgeführte Messung der lateralen Zinnverteilung (nicht dargestellt) zeigt ebenfalls ein erhöhtes Signal innerhalb des Strukturierungsgrabens. Die Intensitäten außerhalb des Grabens sinken dagegen rasch auf Werte nahe Null. Dies lässt annehmen, dass durch den Laserprozess kein Zinndioxid ablatiert und redeponiert wurde. Die im Graben detektierten Intensitäten stammen vermutlich aus den Bereichen zwischen den kugelförmigen Ablagerungen. Allerdings kann nicht vollkommen ausgeschlossen werden, dass die Ablagerungen ebenfalls Zinn enthalten.

Für größere Abtragstiefen von wenigen Nanometern (#3 bis #7) wird erkennbar, dass die Intensität des Siliziumsignals rasch abnimmt. Somit ist davon auszugehen, dass die Gesamtmenge an Silizium, die sich in dem Graben befindet, eher gering ist. Des Weiteren zeigt sich, dass die Siliziumablagerungen nicht homogen in der Linie verteilt sind, sondern am Rand der Ablationskrater mehr Silizium vorhanden ist, als in der Mitte

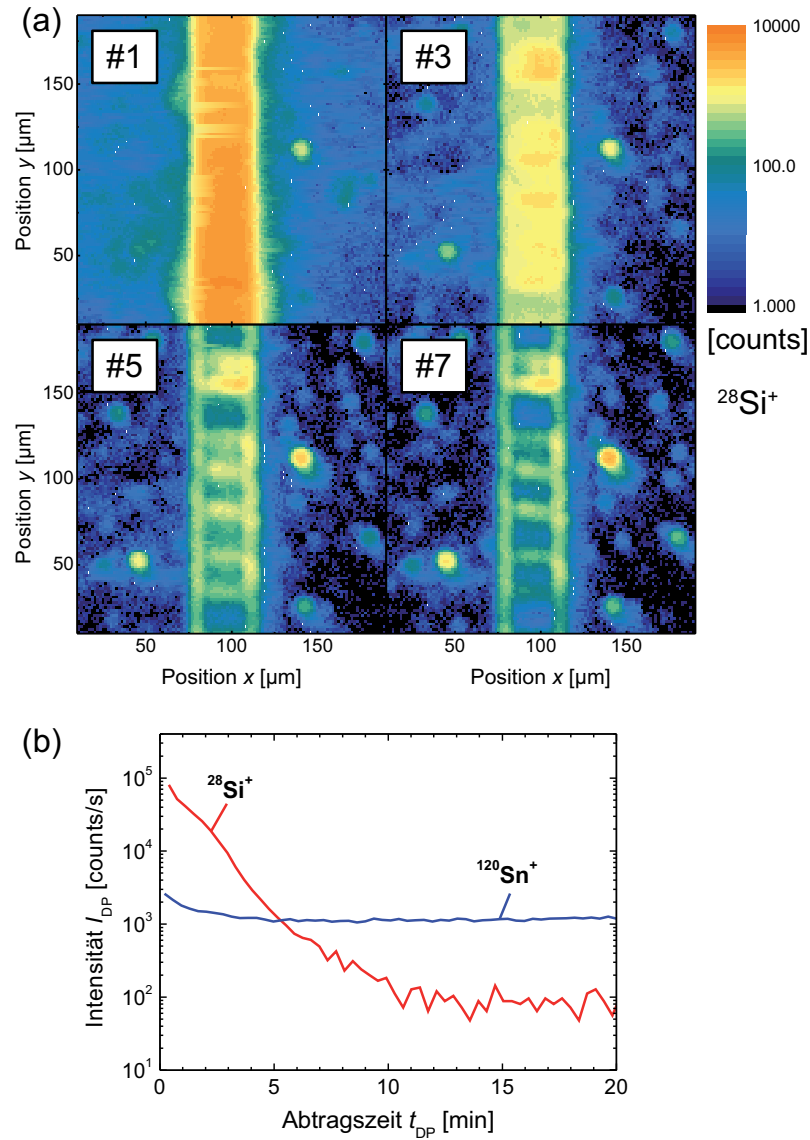


Abb. 4.22: Von der niederohmigen Probe (a) Verteilung der Siliziumintensität im Bereich der Siliziumstrukturierung sowie (b) Tiefenprofile von Silizium und Zinn, aufgenommen im Strukturierungsgraben. Die Siliziumverteilung (a) wurde acht mal hintereinander aufgezeichnet, wodurch die Messungen in zunehmender Tiefe durchgeführt wurden. Je Messung würde sich in reinem Silizium ein Abtrag von ca. 1 nm ergeben. Dargestellt sind die Messungen 1, 3, 5 und 7.

der Pulse (#5 und #7). Dies kann ein Effekt der geringen Laserintensität in diesem Bereich sein. In einigen Regionen sind die Rückstände sogar in den Lichtmikroskopbildern sichtbar (Abb. 4.8 (c)), was mit höheren Signalen in den SIMS-Messungen korreliert. Außerhalb des Strukturierungsgrabens zeigt sich mit zunehmendem Abtrag, wie erwartet, ebenfalls eine Reduzierung des Siliziumsignals, wobei in Messung 7 bereits in einem großen Bereich kein Silizium mehr vorgefunden wird.

Abbildung 4.22 (b) zeigt die Tiefenprofilmessung für Silizium und Zinn im Zentrum eines Ablationskraters. Die Messung bestätigt die Ergebnisse der lateralen Verteilung. Auch hier nimmt das Siliziumsignal mit zunehmender Abtragszeit t_{DP} rasch ab. Die an der Oberfläche ebenfalls vorhandene erhöhte Zinnintensität ist möglicherweise nicht auf eine erhöhte Oberflächenkonzentration zurückzuführen, sondern ein Messartefakt.

Da für die Analysen als Primär-Ionen O_2^+ -Moleküle verwendet worden sind, kann aus den Tiefenprofilen geschlossen werden, dass das detektierte Silizium in oxidiert Form vorgelegen haben muss. Sollte dies nicht der Fall gewesen sein, hätte die Intensität des Siliziumsignals zu Beginn der Messung zunächst ansteigen müssen [66]. Sofern solch ein Anstieg stattfindet, ist dieser darauf zurückzuführen, dass sich die SIMS-Ionenausbeute mit zunehmender Oxidierung stark erhöht. Da während dem Beschuss mit Sauerstoffmolekülen elementares Silizium oxidiert, müsste hierdurch zu Beginn der Messung die Silizium-Intensität steigen. Folglich sind die aus Siliziumschmelze entstandenen kugelförmigen Ablagerungen bereits vor dem O_2^+ -Beschuss oxidiert.

4.5.2 Hochohmiger Kontakt - Probe 2

REM-Aufnahmen der zweiten Probe sind in den Abbildungen 4.23 (a) bis 4.23 (d) dargestellt. Die Probe besitzt einen hohen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C \approx 27 \Omega\text{cm}$. Abbildung 4.23 (a) gibt einen Überblick über den Randbereich des Strukturierungsgrabens, wohingegen die Abbildungen (b) bis (d) charakteristische Gebiete des Strukturierungsbereichs vergrößert darstellen. Wie in Abbildung 4.23 (a) bereits zu erkennen ist, hat sich durch den Laserablationsprozess innerhalb des Strukturierungsgrabens die Morphologie der freigelegten TCO-Oberfläche in einem großen Gebiet verändert. Aufgrund dessen wurden hochaufgelöste Aufnahmen vom Randbereich des Ablationsgrabens sowie von der entstandenen Substruktur angefertigt.

Abbildung 4.23 (b) zeigt die Oberfläche der neben dem Strukturierungsgraben gelegenen ZnO-Schicht. Im Vergleich zu Abbildung 4.21 (a) ist deutlich zu erkennen, dass sich auf der Oberfläche der ZnO-Schicht Material abgelagert hat. Dieses Material besitzt eine poröse Struktur, welche stark an die Morphologie einer Koralle erinnert. Die

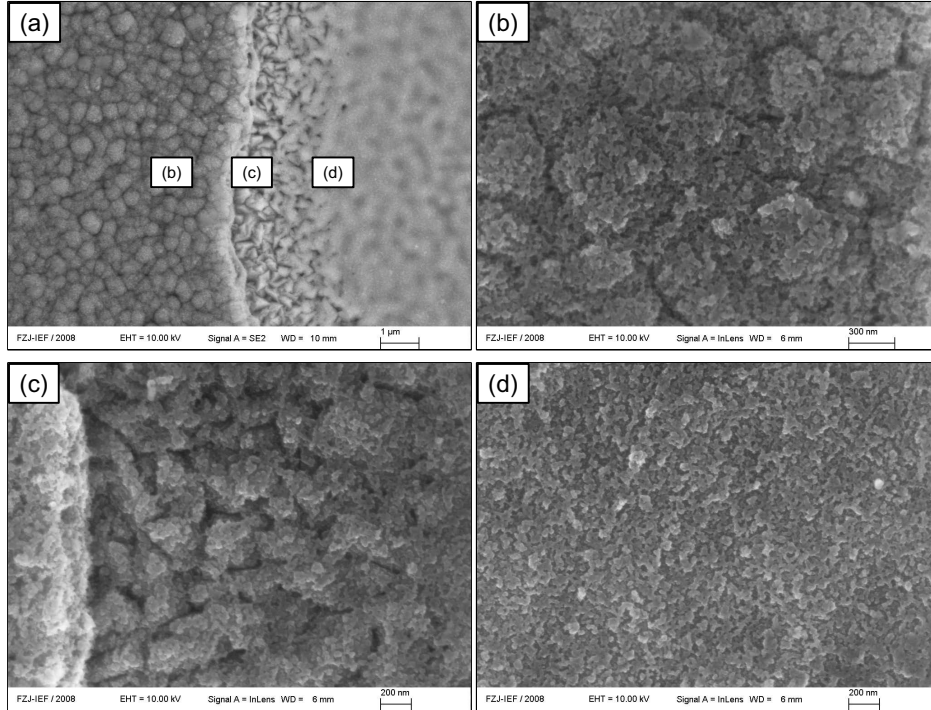


Abb. 4.23: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der Probenoberfläche neben und in dem Strukturierungsgraben. Abbildung (a) zeigt den Randbereich eines Strukturierungsgrabens und gibt einen Überblick, in welchen Bereichen der Probe die Oberfläche genauer untersucht wurde. (b)-(d) In den Detailaufnahmen ist zu erkennen, dass sich sowohl in dem Graben als auch neben dem Graben Materialablagerungen befinden. Die Probe wurde mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ hergestellt, wodurch sie ein hoher spezifischer Kontaktwiderstand ($R'_C \approx 27 \Omega\text{cm}$) ergab.

Materialablagerungen in diesem Bereich erklären die Verfärbungen sowie die deutliche Erhöhung der Schichtdicke im Umfeld des Strukturierungsgrabens um ca. 30 nm. Die Verfärbungen waren bereits unter dem Lichtmikroskop erkennbar (Abb. 4.9).

Die Ablagerungen setzen sich auch innerhalb des Strukturierungsgrabens fort (Abb. 4.23 (c) und (d)). Hierbei ergibt sich eine vollständige Bedeckung der SnO_2 -Oberfläche. Im Randbereich des Grabens blieb unterhalb der Ablagerungen die SnO_2 -Struktur erhalten, wohingegen weiter zum Zentrum des Grabens hin die Rauheit des TCOs nahezu vollständig verloren geht. Durch die vollständige Bedeckung der TCO-Oberfläche ist es nicht möglich, diese direkt zu kontaktieren. Aufgrund des hohen spezifischen Kontakt-

widerstandes R'_C dieser Probe ist davon auszugehen, dass es sich bei den Ablagerungen um ein schlecht leitfähiges Material handelt.

Abbildung 4.24 (a) zeigt die laterale Verteilung des Siliziums im Bereich des Strukturierungsgrabens der zweiten Probe. In der ersten Messung (#1) ist zu erkennen, dass sowohl in dem Strukturierungsgraben als auch bis zu einer Distanz von ca. 100 μm , ausgehend von der Grabenmitte, eine sehr hohe Siliziumkonzentration vorliegt. Das Signal ist nahezu homogen und die Position des Strukturierungsgrabens lediglich zu erahnen. Da diese Probe ebenfalls vor der Laserablation mit einer ZnO-Schicht überzogen wurde, ist das neben dem Graben detektierte Silizium nicht aus der ursprünglich abgeschiedenen Siliziumschicht der Solarzelle. Die hohe Konzentration neben dem Graben ist ein klares Anzeichen dafür, dass die in den Lichtmikroskop- und REM-Aufnahmen vorgefundenen Ablagerungen durch Redeposition von Silizium zustande gekommen sind.

Eine ebenfalls durchgeführte Analyse der lateralen Verteilung des Zinns in ca. 0.5 nm bis 2 nm Tiefe (nicht dargestellt) zeigt ebenfalls eine Zinnkonzentration außerhalb des Strukturierungsgrabens. Deren Quantität sinkt mit zunehmendem Abstand zum Graben. Die Ausdehnung der Zinnkonzentration außerhalb des Grabens ist auch deutlich geringer, als die Ausdehnung der Siliziumkonzentration. Die abfallende Quantität bei steigendem Abstand zum Strukturierungsgraben deutet ebenfalls auf einen Redepositionsprozess hin. Dass SnO_2 aus dem Zentrum des Strukturierungsgrabens abladiert wurde, ist bereits in den Oberflächenprofilmessungen sichtbar geworden (vgl. Abschnitt 4.2.1).

Mit zunehmender Abtragstiefe (s. Abb. 4.24 (a) #3 bis #7) wird deutlich, dass auch die Quantität des redeponierten Siliziums mit steigendem Abstand zum Strukturierungsgraben abnimmt. Bereits bei Messung #5 ist die Siliziumkonzentration innerhalb des Strukturierungsgrabens deutlich reduziert. Die bis zu dieser Messung abgetragene Schichtdicke würde in reinem Silizium ca. 4 bis 5 nm entsprechen. Wie bei Probe 1, so nimmt auch hier die Siliziumkonzentration zum Rand der Ablationskrater hin zu. Dies ist ebenfalls auf die geringere Laserintensität in diesem Bereich sowie auf die geringe Pulsüberlappung \tilde{l}_0 zurückzuführen.

Abbildung 4.24 (b) zeigt die Tiefenprofilmessungen im Strukturierungsgraben für Silizium und Zinn. Die Untersuchungen bestätigen auch hier die Ergebnisse der lateral aufgelösten Messungen. Die Konzentration des Siliziums fällt mit zunehmender Abtragstiefe respektive Abtragszeit t_{DP} . Auch für diese Probe ist zu Beginn der Messung kein Anstieg des Siliziumsignals erkennbar, weshalb hier ebenfalls von einer siliziumoxidhaltigen Schicht ausgegangen werden kann.

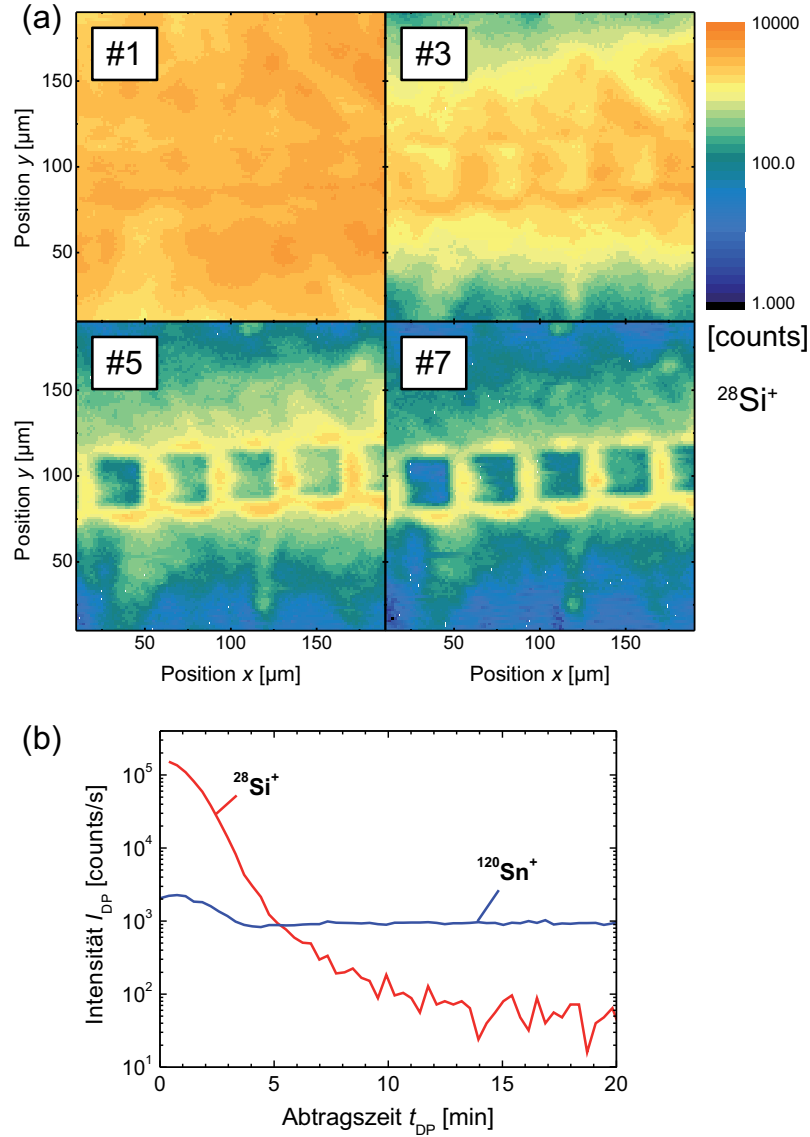


Abb. 4.24: Von der hochohmigen Probe (a) Verteilung der Siliziumintensität im Bereich der Siliziumstrukturierung sowie (b) Tiefenprofile von Silizium und Zinn, aufgenommen im Strukturierungsgraben. Die Siliziumverteilung wurde erneut acht mal hintereinander aufgezeichnet, wodurch die Messungen in steigender Tiefe durchgeführt wurden. Je Messung würde sich in reinem Silizium ein Abtrag von ca. 1 nm ergeben. Dargestellt sind die Messungen 1, 3, 5 und 7.

Für die Tiefenprofilanalyse wurden dieselben Abtragsparameter wie bei Probe 1 verwendet. Deshalb kann relativ die Menge der abgetragenen Elemente für Probe 1 und Probe 2 abgeschätzt werden, indem die Signalintensitäten I_{DP} über die Abtragszeit t_{DP} integriert werden. Hierbei ergibt sich, dass bei Probe 2 (hoher spezifischer Kontaktwiderstand R'_C) ca. doppelt soviel Silizium abgetragen wurde, wie bei Probe 1 (niedriger spezifischer Kontaktwiderstand R'_C).

Des Weiteren wurde an der Oberfläche des Strukturierungsgrabens Zinn vorgefunden. Das Zinn kommt in diesem Fall höchstwahrscheinlich aus den Materialablagerungen und nicht unmittelbar aus dem Frontkontakt. Der Grund für diese Annahme ist, dass die Materialablagerungen vollständig die Frontkontakt-Oberfläche bedecken (siehe Abb. 4.23). Es ist allerdings nicht vollständig auszuschließen, dass das Zinnsignal durch die bei der SIMS-Analyse auftretende Durchmischung der oberflächennahen Elemente zustande kommt. Hiergegen spricht jedoch die Detektion von Zinn auch außerhalb des Strukturierungsgrabens, da hier der Frontkontakt von der ursprünglichen, ca. 300 nm dicken amorphen Siliziumschicht bedeckt ist.

Somit scheint aufgrund der hohen Laserintensität und der dadurch hohen thermischen Belastung des Strukturierungsbereiches ein Teil der SnO_2 -Schicht geschmolzen zu sein. Die Zinnschmelze hat sich zusammen mit dem ebenfalls stark erhitzten Silizium zu einer homogenen Silizium-Zinn-Sauerstofflegierung verbunden. Eine homogene Legierung ist meist möglich, wenn die beiden Legierungspartner in derselben Hauptgruppe des Periodensystems stehen [68]. Dies trifft auf Zinn und Silizium zu. Die homogen legierten Materialablagerungen führen zu einer schlechten elektrischen Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt.

Es besteht eine Diskrepanz zwischen der Dicke der Ablagerung, die aus der Oberflächenprofilmessung bestimmt wurde (vgl. Abschnitt 4.2.1) und der Dicke, die abgeschätzt wurde aus den SIMS-Ergebnissen. Die Ausbildung einer Silizium-Zinn-Sauerstofflegierung ist eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz, da die SIMS-Abschätzungen unter der Annahme durchgeführt wurden, dass es sich bei den Ablagerungen um reines kristallines Silizium handelt.

4.5.3 Nasschemisch nachbehandelter Kontakt - Probe 3

In den Abbildungen 4.25 (a) und 4.25 (b) sind REM-Aufnahmen der nasschemisch nachbehandelten Probe dargestellt. Aufgrund der HCl -Nachbehandlung ($c_{\text{HCl}} = 25\%$) besitzt diese Probe einen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega\text{cm}$, obwohl sie mit den gleichen Laserparametern hergestellt wurde, wie Probe 2.

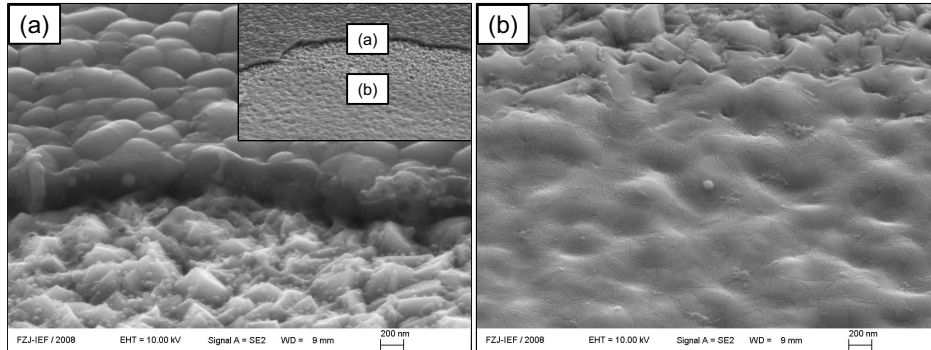


Abb. 4.25: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der Probenoberfläche (a) im Randbereich des Strukturierungsgrabens und (b) im Strukturierungsgraben. (a) Im Randbereich des Strukturierungsgrabens befinden sich auf der TCO-Oberfläche kugelförmige Ablagerungen, welche jedoch nicht die gesamte Oberfläche bedecken. (b) Im Zentrum des Grabens sind keine Ablagerungen zu erkennen, jedoch besitzt die Oberfläche des TCO hier eine andere Morphologie als im Randbereich. Die Probe wurde mit denselben Parametern hergestellt, wie Probe 2. Durch eine Behandlung mit Salzsäure ($c_{\text{HCl}} = 25\%$) besitzt sie allerdings einen spezifischen Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega \text{cm}$.

Durch die Nachbehandlung wurden die Materialablagerungen in der Umgebung des Strukturierungsgrabens vollständig entfernt (Abb. 4.25 (a)). Dies kommt dadurch zustande, dass das dort vorhandene ZnO (vgl. Abb. 4.21) sehr gut durch HCl abgeätzt wird. Durch den Ätzvorgang wurden ebenfalls die sich auf dem ZnO befindenden Ablagerungen abgelöst.

Innerhalb des Strukturierungsgrabens ist im Randbereich, wie bei Probe 2, die Struktur des Frontkontaktes sichtbar. Die bei Probe 2 noch vorhandene korallenartige Struktur ist durch den Ätzprozess entfernt worden. Jedoch sind weiterhin Ablagerungen vorhanden, die den Ablagerungen auf Probe 1 ähnlich sind (vgl. Abb. 4.21 (b)).

Abbildung 4.25 (b) zeigt den Bereich, in dem die Oberflächenstruktur des TCOs durch den Laserprozess verändert wurde. Auch in diesem Bereich wurden die Materialablagerungen entfernt. Die nun sichtbar gewordene Oberfläche ist im Vergleich zur TCO-Struktur stark geglättet und scheint aus einer Schmelze entstanden zu sein. Bei genauer Betrachtung sind kleine Spannungsrisse innerhalb der Oberfläche erkennbar. Auch dies deutet auf einen raschen Erstarrungsprozess hin.

Abbildung 4.26 zeigt die laterale Verteilung der Siliziumkonzentration von Probe 3 für unterschiedliche Abtragstiefen. Die oberflächennahe Messung (#1) zeigt, dass durch

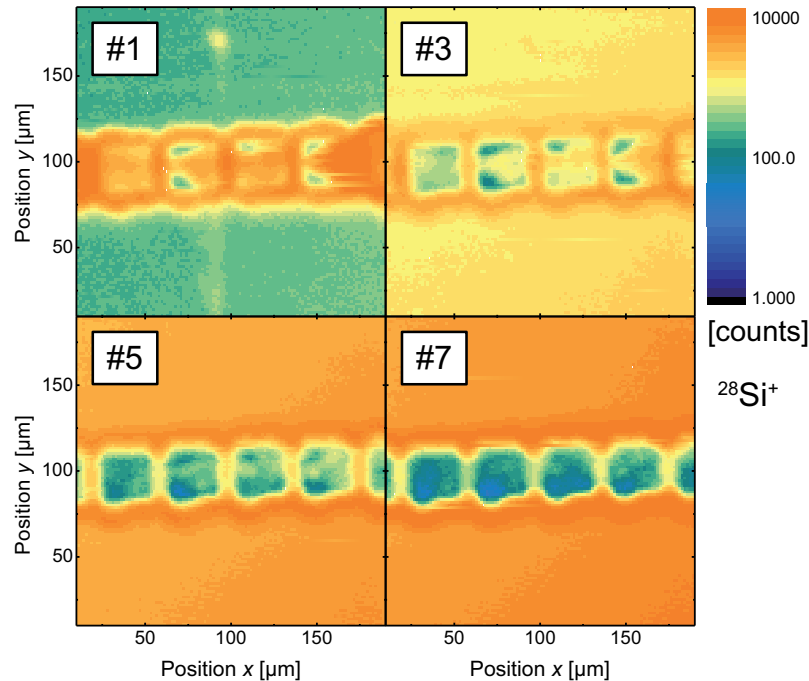


Abb. 4.26: Verteilung der Siliziumintensität im Bereich der Siliziumstrukturierung. Die Probe wurde mit den gleichen Parametern wie Probe 2 strukturiert. Allerdings wurde nach der Strukturierung eine nasschemische Nachbehandlung mit HCl durchgeführt. Wie bei Probe 1 und Probe 2, wurde auch hier die Siliziumverteilung acht mal hintereinander aufgezeichnet, wodurch die Messungen in steigender Tiefe stattgefunden haben. Je Messung würde sich in reinem Silizium ein Abtrag von ca. 1 nm ergeben. Dargestellt sind die Messungen 1, 3, 5 und 7.

den Ätzschritt lokale Bereiche innerhalb des Strukturierungsgrabens eine deutlich verringerte Siliziumkonzentration aufweisen. Allerdings befindet sich in einem großen Bereich des Grabens weiterhin Silizium. Außerhalb des Grabens wird ebenfalls Silizium detektiert. Dieses stammt hier jedoch von der ursprünglich vorhandenen Siliziumschicht. Diese kann direkt gemessen werden, da die ZnO-Schutzschicht inkl. der darauf befindlichen Materialablagerungen abgeätzt wurde.

Mit zunehmender Abtragstiefe nimmt das Siliziumsignal innerhalb des Strukturierungsgrabens rasch ab. Bereits in Messung #3 liefern große Bereiche nur noch eine geringe Signalintensität. Dies lässt, verglichen mit Probe 2, auf eine deutlich geringere Silizium-Quantität schließen.

Außerhalb des Strukturierungsgrabens ist zudem deutlich die zuvor angesprochene O_2^+ -Beschuss bedingte (SIMS) Aufoxidation des Siliziums zu erkennen. In Messung #1 ist die Signalintensität zunächst noch gering. Anschließend steigt sie von Messung zu Messung, bis sie bei Messung #5 einen Gleichgewichtszustand erreicht hat. Die Silizium-Signalintensitäten entsprechen dann denjenigen, die zuvor bei Messung #1 im inneren des Strukturierungsgrabens gemessen wurden.

Die erfolgreiche Nachbehandlung mit HCl ($c_{HCl} = 25\%$) lässt vermuten, dass die Materialablagerungen nicht aus reinem Siliziumoxid bestehen, da dieses nicht durch HCl angegriffen wird. Das nasschemische Entfernen der Ablagerungen wird dadurch begünstigt, dass die Ablagerungen eine korallenartige Struktur besitzen. Die korallenartige Struktur führt zu einer großen Oberfläche. Hierdurch bieten sich enorm viele Angriffspunkte für die Ätzlösungen. Durch die bei Probe 3 lokal nahezu vollständige nasschemische Entfernung der Ablagerungen ergibt sich der sehr niedrige spezifische Kontaktwiderstand $R'_C < 0.1 \Omega cm$.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass bei amorphem Silizium auf AsahiU-Substrat siliziumhaltige Ablagerungen auf der TCO-Oberfläche entstehen. Bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{Puls} = 3.4 \mu J$ ergeben sich kugelförmige Ablagerungen. Die Ablagerungen bedecken lediglich einen geringen Teil der TCO-Oberfläche, so dass sie den Stromtransport nicht behindern. Bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{Puls} = 24.3 \mu J$ bedeckt redeponiertes Material hingegen die gesamte TCO-Oberfläche. Die Ablagerungen bestehen wahrscheinlich aus einer schlecht leitfähigen Silizium-Zinn-Sauerstofflegierung. Hierdurch ergeben sich hohe spezifische Kontaktwiderstände R'_C . Verglichen zu der niederohmigen Probe ist bei der hochohmigen Probe ca. doppelt soviel Silizium im Strukturierungsgraben vorhanden. Die Ablagerungen können durch eine nasschemische Behandlung größtenteils entfernt werden. Infolge dessen stellt sich ein sehr niedriger spezifischer Kontaktwiderstand R'_C ein.

Bei mikrokristallinen Proben aus Zinkoxid-Substraten ergibt sich ein anderes Verhalten. Eine zu geringe Pulsenergie \bar{E}_{Puls} kann, wie bei a-Si:H auf AsahiU, dazu führen, dass keine vollständige Ablation des Siliziums stattfindet und sich ein hoher spezifischer Kontaktwiderstand R'_C ergibt. Bei Steigerung der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} entstehen ebenfalls Ablagerungen. Diese führen allerdings nicht zu einer Erhöhung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C . Grund hierfür könnte sein, dass Zink und Silizium keine homogene, sondern eher eine mehrphasige Legierung eingehen, da sie nicht in der selben Hauptgruppe stehen [68]. Erst bei sehr hohen Pulsenergien, bei denen bereits das ZnO abladiert wird, steigt der spezifische Kontaktwiderstand R'_C deutlich an.

4.6 Entstehung der Barrierschicht

4.6.1 Simulation

Die bisherigen Ergebnisse haben gezeigt, dass oberhalb einer kritischen Pulsenergie \bar{E}_{Puls} bei amorphen Proben auf AsahiU-Substrat eine Barrierschicht im Strukturierungsgraben zu hohen spezifischen Kontaktwiderständen R'_C führt. Allerdings sind die Ursachen für die Entstehung der Barrierschicht weiter ungeklärt. Um mögliche Ursachen für die Entstehung der Barrierschicht zu finden, wurde eine Simulation der Temperaturverteilung, die sich während der Einwirkung des Laserpulses ergibt, durchgeführt. Hierdurch können die Aggregatzustände des Siliziums während des Ablationsvorganges bestimmt werden. Für die Simulation wurde das Finite-Elemente-Programm Elmer verwendet [69].

In Abbildung 4.27 ist schematisch der Teil der Solarzelle dargestellt, der in der Simulation verwendet wurde. Anstelle der realen 3-dimensionalen Struktur der Solarzelle, deren Simulation äußerst rechenintensiv ist, wurde eine 2-dimensionale Struktur benutzt. Unter der Annahme einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 10 \text{ ns}$ beträgt die thermische Ein-

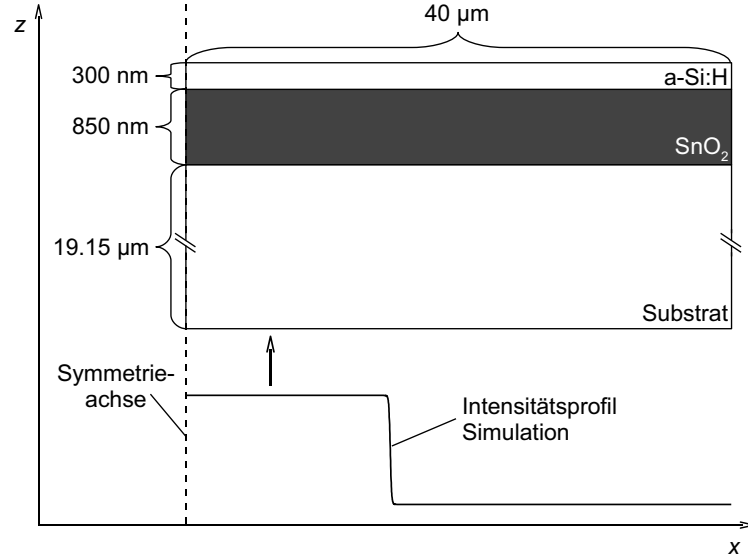


Abb. 4.27: Schematische Darstellung des Teils der Solarzelle, der für die Simulation verwendet wird. Aus Symmetriegründen muss lediglich die Hälfte des bearbeiteten Gebietes simuliert werden. Zusätzlich eingezeichnet ist das verwendete Intensitätsprofil des Laserstrahls.

dringtiefe l_{th} in amorphem Silizium nur $0.25\ \mu\text{m}$. Deshalb liefert die 2-dimensionale Simulation bei einem Top-Hat-Intensitätsprofil eine gute Näherung für die Lösung des realen 3-dimensionalen Problems.

In der Simulation wurden das amorphe Silizium, der Frontkontakt und das Substrat berücksichtigt. Die Schichtdicke des amorphen Siliziums beträgt $300\ \text{nm}$ und die Schichtdicke des TCOs $850\ \text{nm}$. Diese Schichtdicken entsprechen den Schichtdicken der Teststrukturen, die für die in den Abschnitten 4.2 bis 4.5 beschriebenen Experimente verwendet wurden. Für das Substrat wurde eine Dicke von $19.15\ \mu\text{m}$ angenommen. Eine deutlich größere Substratstärke verlangsamt die Berechnung, erhöht allerdings nicht wesentlich die Genauigkeit der Simulation. Grund hierfür ist die ebenfalls geringe thermische Eindringtiefe l_{th} in das Substrat.

Am Randbereich des simulierten Gebietes wurde in die jeweilige Normalrichtung ein Nettowärmeffluss von 0 vorgegeben. Somit ist das gesamte Gebiet thermisch isoliert. Dies entspricht zwar nicht der Realität, stellt aber für die kurzen Pulsdauern τ_{Puls} eine zulässige Annahme dar. Die Begründung hierfür ist, dass die Energieeinkopplung durch den Laserstrahl deutlich größer ist, als der mögliche Energieverlust an den Rändern des Gebietes durch Konvektion oder Wärmestrahlung [55].

Der Laserstrahl wurde durch einen Top-Hat-Strahl der Breite $30\ \mu\text{m}$ beschrieben. Der Strahl betritt das Schichtsystem senkrecht von der Substratseite her. Aus Symmetriegründen reicht es, wenn die Hälfte des Laserstrahls berücksichtigt wird. Um die Symmetrie ausnutzen zu können, muss sich die Symmetrieachse des Laserstrahls an einem der Ränder des betrachteten Gebietes befinden, der thermisch isoliert ist. Somit eignen sich die in Abbildung 4.27 rechts und links liegenden Ränder. In der Abbildung ist das Intensitätsprofil des Laserstrahls für einen konkreten Fall eingezeichnet.

Die Absorption des Laserstrahls im amorphen Silizium folgt dem Lamber-Beer-Gesetz aus Gleichung (2.34). Für die Berechnung der Absorption wurde ein konstanter, und somit temperatur- und intensitätsunabhängiger, Absorptionskoeffizient α verwendet.

Insgesamt wurde je Simulation der Temperaturverlauf für eine Zeit $t_{\text{sim}} = 60\ \text{ns}$ bestimmt. Der zeitliche Verlauf der Laserstrahlintensität wurde durch eine Gaußsche Glockenkurve approximiert. Die Varianz σ der Glockenkurve wurde so gewählt, dass die FWHM-Breite der Glockenkurve der Pulsdauer τ_{Puls} des Laserpulses entspricht. Die Glockenkurve wurde so verschoben, dass ihr zeitliches Maximum bei $t_{\text{sim}} = 30\ \text{ns}$ liegt. Hierdurch wurde erreicht, dass der gesamte Laserpuls in der Simulation berücksichtigt wurde.

Für eine möglichst genaue Bestimmung der Temperaturverteilung ist eine exakte Parametrisierung der verwendeten Materialien nötig. Die thermischen Eigenschaften eines Materials können mit Hilfe der Wärmeleitfähigkeit λ_{th} , der Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p , der Schmelzenthalpie $\Delta H_{s \rightarrow l}$ und der Verdampfungsenthalpie $\Delta H_{l \rightarrow v}$ beschrieben werden.

Sowohl die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} als auch die Wärmekapazität c_p sind im Allgemeinen temperaturabhängig. Die in der Literatur zu findenden Werte für diese beiden Größen stammen meist aus Messungen bei ausgesuchten Temperaturen T . Um die Messwerte für die Simulation nutzbar zu machen, wurden sie mit Hilfe von Funktionen angenähert, um Stützpunkte zwischen den Messpunkten zu erhalten.

Für die in den Experimenten verwendeten Materialien sind keine genauen Angaben der thermischen Eigenschaften verfügbar. Deshalb wurden die Daten von sehr ähnlichen Materialien verwendet.

Fayette et al. haben von Mangandioxid dotiertem, polykristallinem Zinndioxid die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} in einem Temperaturbereich von 300 K bis 1200 K untersucht [70]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.28 (a) dargestellt. Der Verlauf der gezeigten Wärmeleitfähigkeit λ_{th} lässt sich durch die Exponentialfunktion

$$\lambda_{\text{th}}(T) \approx 73.78 \frac{\text{W}}{\text{mK}} \exp\left(-\frac{T}{351.9 \text{ K}}\right) + 7.18 \frac{\text{W}}{\text{mK}} \quad (4.8)$$

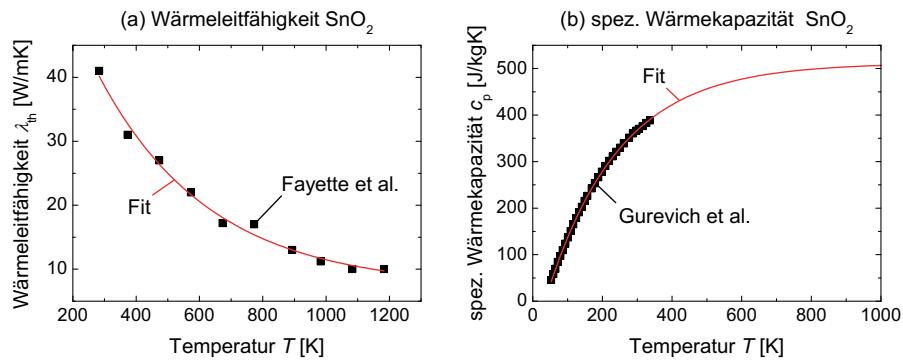


Abb. 4.28: (a) Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ_{th} polykristallinen Zinndioxids von der Temperatur T [70]. (b) Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität c_p undotierten Zinndioxids von der Temperatur T [71]. Die ausgefüllten Quadrate entsprechen jeweils den Referenzwerten aus der Literatur. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf der jeweiligen, für die Simulation verwendeten Fitfunktion wieder.

beschreiben.

Die spezifische Wärmekapazität c_p von undotiertem Zinndioxid wurde von Gurevich et al. untersucht [71]. Der Verlauf der Daten von Gurevich et al. ist in Abbildung 4.28 (b) dargestellt. Die spezifische Wärmekapazität c_p wurde lediglich in einem Temperaturbereich von ca. 50 K bis 340 K gemessen. Jedoch treten im Rahmen der Laserablation weitaus höhere Temperaturen T auf. Um Werte der spezifischen Wärmekapazität c_p auch für Temperaturen T oberhalb von 340 K zu erhalten, wurden die vorhandenen Daten mit Hilfe der Exponentialfunktion

$$c_p(T) \approx -604.64 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \exp\left(-\frac{T}{209.46 \text{ K}}\right) + 511.80 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \quad (4.9)$$

angenähert. Anschließend wurden aus der funktionalen Beschreibung nach Gleichung 4.9 Werte der spezifischen Wärmekapazität c_p für Temperaturen $T > 340 \text{ K}$ extrapoliert.

Die Steigung der spezifischen Wärmekapazität c_p nach Gleichung 4.9 nimmt mit steigender Temperatur T ab und läuft gegen eine Obergrenze. Die spezifische Wärmekapazität c_p des auch als TCO verwendeten Zinkoxids ist in einem größeren Temperaturbereich bis $T = 900 \text{ K}$ bekannt [72]. Die spezifische Wärmekapazität c_p des ZnOs weist ebenfalls den zuvor beschriebenen Verlauf auf. Die Absolutwerte in Abhängigkeit von der Temperatur T sind auch vergleichbar mit denen des Zinndioxides. Dies ist ein Indiz dafür, dass das Vorgehen, die spezifische Wärmekapazität c_p von Zinndioxid mit Hilfe einer Exponentialfunktion zu beschreiben, gerechtfertigt ist.

Einen guten Überblick über die thermischen Eigenschaften von amorphem Silizium bieten die Arbeiten von Ong et al. [73] und Weber et al. [74], die sich beide jedoch nur mit wasserstofffreiem amorphem Silizium beschäftigten. Ein Vergleich mit der Arbeit von Cahill et al. [75], der sich mit hydrogeniertem amorphem Silizium beschäftigte, zeigt allerdings, dass die thermischen Eigenschaften sich durch den Einbau von Wasserstoff nicht drastisch ändern.

Für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{th}}(T)$ schlug Weber eine Polynomfunktion dritten Grades vor, welche von Ong angepasst wurde. Durch die Anpassung wurde eine bessere Übereinstimmung zu experimentell ermittelten Daten erzielt. Die angepasste Polynomfunktion lautet

$$\lambda_{\text{th}}(T) = \left[4.82810^{-9} \left(\frac{T}{\text{K}} - 900 \right)^3 + 4.82810^{-7} \left(\frac{T}{\text{K}} - 900 \right)^2 + 3.71410^{-4} \left(\frac{T}{\text{K}} - 900 \right) + 3.714 \right] \frac{\text{W}}{\text{mK}}. \quad (4.10)$$

Die spezifische Wärmekapazität c_p von amorphem Silizium verhält sich nach Weber und ebenfalls nach Ong linear mit der Temperatur. Es gilt

$$c_p(T) = \left[952 + 171 \left(\frac{T}{1685 \text{ K}} \right) \right] \frac{\text{J}}{\text{kgK}}. \quad (4.11)$$

Über die Schmelztemperatur T_{melt} von hydrogeniertem amorphem Silizium kann keine Aussage getroffen werden, da hierbei die Aufheizrate eine entscheidende Rolle spielt. Der Grund hierfür liegt darin, dass während des Aufheizens bereits Wasserstoff aus dem Schichtverbund ausdiffundieren kann, so dass es keine Gleichgewichtskonzentration für Wasserstoff in Silizium gibt. Zudem ist die Rate, mit der Wasserstoff aus dem Silizium austritt, temperaturabhängig.

Über die Schmelztemperatur T_{melt} von wasserstofffreiem amorphem Silizium gibt es ebenfalls keine übereinstimmenden Aussagen. Ein Vergleich der Daten findet sich in [76]. Hierin wird ein Wert von $T_{\text{melt}} = 1418 \pm 40 \text{ K}$ für die Schmelztemperatur und $36 \pm 2 \text{ kJ/mol}$ für die Schmelzwärme bzw. Schmelzenthalpie $\Delta H_{\text{a} \rightarrow \text{l}}$ angegeben. Bei einer molaren Masse von ca. 27.41 g/mol entspricht dies einer Enthalpie von $1475 \pm 82 \text{ kJ/kg}$.

Im schmelzflüssigen Zustand besitzt Silizium eine spezifische Wärmekapazität $c_p \approx 1000 \text{ J/kgK}$ und eine Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{th}} \approx 60 \text{ W/mK}$ [77]. Der Übergang in die gasförmige Phase findet bei $T_{\text{evap}} \approx 2630 \text{ K}$ statt. Für den Verdampfungsvorgang werden ungefähr weitere 448.6 kJ/mol an Verdampfungsenthalpie $\Delta H_{\text{l} \rightarrow \text{v}}$ benötigt. Dies entspricht ca. 16366 kJ/kg [78].

Der Übergang vom festen Aggregatzustand in den flüssigen Aggregatzustand findet bei dem modellierten amorphem Silizium zwischen $T = 1405 \text{ K}$ und $T = 1440 \text{ K}$ statt. In diesem Temperaturbereich muss das Silizium die Schmelzenthalpie $\Delta H_{\text{a} \rightarrow \text{l}}$ überwinden. Der Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand, bei dem die Verdampfungsenthalpie $\Delta H_{\text{l} \rightarrow \text{v}}$ aufgebracht werden muss, findet bei dem modellierten Silizium zwischen $T = 2590 \text{ K}$ und $T = 2650 \text{ K}$ statt. Der Grund für die Ausdehnung der Phasenübergänge auf die vorgenannten Temperaturbereiche ist, dass thermisch zu schmale Übergangsbereiche zu Problemen in der numerischen Berechnung führen können.

Die Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und die spezifische Wärmekapazität c_p des Glassubstrates wurden als unabhängig von der Temperatur T angenommen. Es wurden die Werte eines Glases der Firma Corning, Typ 7940, verwendet. Dieses Glas besitzt eine Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{th}} = 1.14 \text{ W/mK}$ und eine spezifische Wärmekapazität $c_p = 730 \text{ J/kgK}$ [79].

Im Rahmen der Simulation wurde das zeitabhängige Temperaturprofil für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} von $3.4 \mu\text{J}$, $5.5 \mu\text{J}$, $12.0 \mu\text{J}$ und $24.3 \mu\text{J}$ berechnet. In dem Bereich von $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ bis $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ ereignet sich eine drastische Erhöhung des spezifischen Kontaktwiderstandes R'_C (vgl. Abb. 4.7). Die Abbildungen 4.29 (a) bis 4.29 (d) zeigen die Temperaturverteilung im Bereich des Ablationsgrabens als Funktion der Pulsenergie \bar{E}_{Puls} . Dargestellt sind jeweils charakteristische Zeitpunkte, die wenige Nanosekunden nach Erreichen der maximalen Laserpulsleistung liegen. Die Siliziumschicht erstreckt sich von $z = 0 \text{ nm}$ bis $z = 300 \text{ nm}$ und die SnO_2 -Schicht von $z = -850 \text{ nm}$ bis $z = 0 \text{ nm}$.

Die Einteilung der Temperaturskala ergibt sich aus den Aggregatzuständen des Siliziums. Für Temperaturen unterhalb von $T = 1405 \text{ K}$ befindet sich das modellierte a-Si:H im festen Aggregatzustand. Im Bereich zwischen $T = 1405 \text{ K}$ und $T = 1440 \text{ K}$ stellt sich eine Mixphase zwischen fest und flüssig ein. Zwischen $T = 1440 \text{ K}$ und $T = 2590 \text{ K}$ ist das Material vollständig verflüssigt, bevor es im Bereich zwischen $T = 2590 \text{ K}$ und $T = 2650 \text{ K}$ beginnt zu verdampfen. Oberhalb von $T = 2650 \text{ K}$ ist das gesamte Material verdampft.

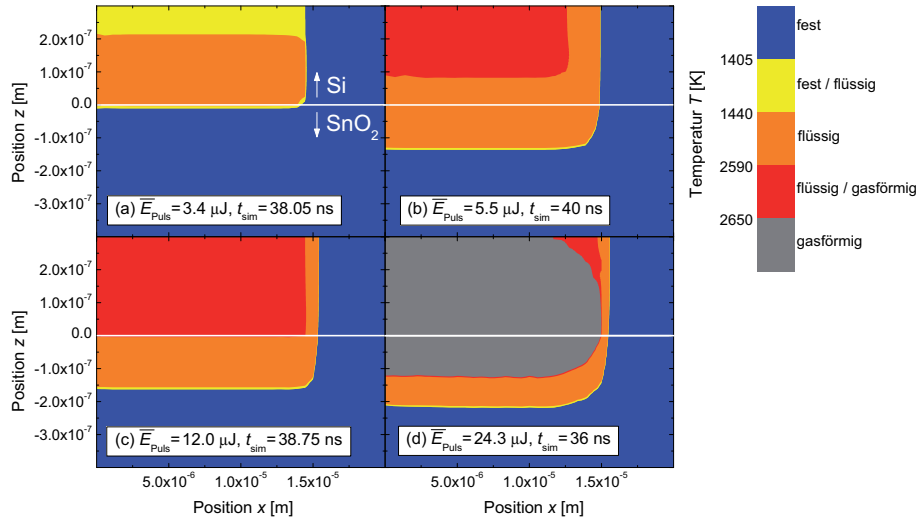


Abb. 4.29: 2-dimensionale Temperaturverteilung während der Laserablation im Bereich des Strukturierungsgrabens, simuliert für Pulsenergien von (a) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$, (b) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$, (c) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 12.0 \mu\text{J}$ und (d) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$. Die Skaleneinteilung ist entsprechend der Phasen und Phasenübergänge des Siliziums gewählt.

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse der Simulationsrechnungen können aufgrund vieler Vereinfachungen nur als Anhaltspunkte für die reale Temperaturverteilung dienen. So wurde, wie bereits erwähnt, ein temperaturunabhängiger Absorptionskoeffizient α verwendet. Der Absorptionskoeffizient α kann sich in der Realität jedoch, insbesondere nach einem Phasenübergang, ändern. Des Weiteren wurden für die SnO_2 -Schicht keine Phasenübergangsenthalpien berücksichtigt. Somit steigt für Temperaturen über dem Schmelzpunkt die Temperatur der SnO_2 -Schicht stärker an, als dies real der Fall ist. Obwohl die Simulation viele Unsicherheiten in sich birgt, zeigen die Simulationsergebnisse generelle Trends auf.

Abbildung 4.29 (a) zeigt die Temperaturverteilung bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$. Die verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} reicht nicht aus, um die Siliziumschicht auch nur teilweise zu verdampfen. Lediglich ca. 2/3 der bestrahlten Fläche sind vollständig geschmolzen. Das restliche 1/3 ist in einem Übergangszustand zwischen fest und flüssig. Die Ausdehnung des aufgeschmolzenen Bereichs in x -Richtung ist geringfügig kleiner als die Ausdehnung des Laserstrahls. Grund hierfür ist der Wärmeverlust durch Diffusion in die nicht bestrahlten Regionen.

Bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$ ist genügend Energie vorhanden, um einen Teil der bearbeiteten Siliziumschicht soweit zu erhitzen, dass sie sich in einem Übergangszustand zwischen flüssig und gasförmig befindet (Abb. 4.29 (b)). Somit gibt es potentiell Bereiche in der Mixphase, die bereits gasförmig sind. Die höchste Temperatur im Silizium wird nicht an der TCO-Silizium-Grenzfläche erreicht, da hier ein Wärmeverlust durch die nicht direkt vom Laserpuls aufgeheizte SnO_2 -Schicht entsteht.

Sofern die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} weiter erhöht wird auf $12 \mu\text{J}$ (Abb. 4.29 (c)), befindet sich der gesamte vom Laserlicht bestrahlte Siliziumbereich in einer Mixphase zwischen flüssig und gasförmig. Obwohl die Energie \bar{E}_{Puls} verglichen zu der Energie, die in Abbildung 4.29 (b) verwendet wurde, mehr als doppelt so hoch ist, ergeben sich keine Bereiche, in denen eine rein gasförmige Phase vorliegt. Der Grund hierfür liegt darin, dass die zur Verdampfung nötige Enthalpie $\Delta H_{\text{l} \rightarrow \text{v}}$ sehr groß ist.

Abbildung 4.29 (d) zeigt die Temperaturverteilung bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$. Hierbei ist die eingestrahlte Energie so hoch, dass fast das gesamte Siliziumvolumen komplett verdampft werden kann. Lediglich am Rand des Laserpulses ergibt sich tief in der Siliziumschicht aufgrund von Wärmediffusion und Absorptionsprofil eine Übergangsphase zwischen flüssig und gasförmig.

Nach den Simulationsergebnissen scheinen gasförmige Bereiche im Silizium eine Voraussetzung für die Entstehung einer Barrierschicht zu sein. Die gasförmigen Bereiche

führen wahrscheinlich zu einer Materialredeposition auf dem TCO, was durch die REM-Bilder in Abschnitt 4.5 bestätigt wird (Abb. 4.23 (a) bis 4.23 (d)). Aufgrund der hohen Temperaturen kommt es hierbei zu einer Verbindung von Silizium, Zinn und Sauerstoff, welche elektrisch isolierend wirkt.

4.6.2 Modellexperiment mit wasserstofffreiem Silizium

Dass es für eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ bei wasserstoffhaltigen Schichten zu einer Ablation kommt, obwohl kein Dampfdruck durch gasförmiges Silizium aufgebaut wird, scheint ein Effekt der hohen Wasserstoffkonzentration im Silizium zu sein. Dieser ist bei hohen Temperaturen sehr mobil und kann durch das amorphe Siliziumnetzwerk diffundieren. Ein Teil des Wasserstoffs scheint an der TCO-Silizium-Grenzfläche zu akkumulieren und den für die Ablation nötigen Druck zu erzeugen.

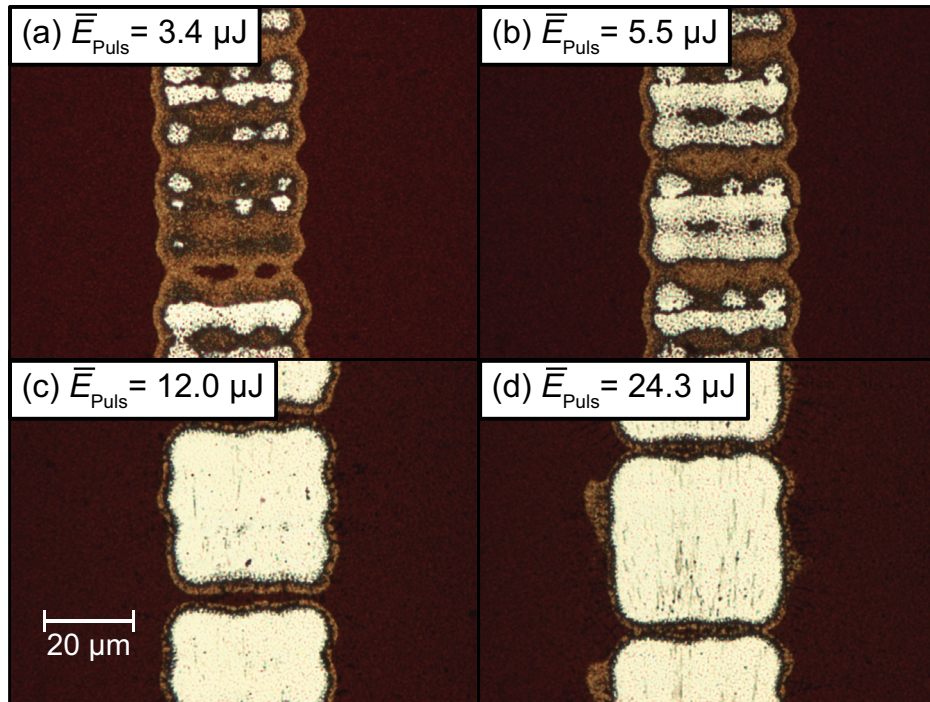


Abb. 4.30: Lichtmikroskopaufnahmen von Ablationskratern, hergestellt in wasserstofffreiem amorphem Silizium mit Pulsenergien von (a) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$, (b) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$, (c) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 12.0 \mu\text{J}$ und (d) $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$. Die Aufnahmen wurden im Durchlichtmodus durchgeführt.

Um diese Vermutung zu untermauern, wurden Versuche mit wasserstofffreiem amorphem Silizium durchgeführt. Die Schichtdicke des Silizium betrug hierbei 300 nm. Als Substrat wurde ein AsahiU-Substrat verwendet, das auch bei den Experimenten in den Abschnitten 4.2 bis 4.5 zum Einsatz kam.

Die Abbildungen 4.30 (a) bis 4.30 (d) zeigen Lichtmikroskopaufnahmen im Durchlichtmodus von den wasserstofffreien Proben. Auf den Proben wurden Strukturierungsgräben hergestellt. Hierbei wurden die Pulsenergien \bar{E}_{Puls} eingesetzt, für die ebenfalls eine Simulation durchgeführt wurde.

Es ist zu erkennen, dass bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 3.4 \mu\text{J}$ ein Großteil des bearbeiteten Siliziums nicht abladiert wurde. Diese Bereiche weisen eine stark veränderte Transmission auf, was ein Indiz für eine zuvor vorhandene schmelzflüssige Phase ist. Dass in einigen Bereichen eine Ablation stattgefunden hat, liegt wahrscheinlich an Unregelmäßigkeiten in der Intensitätsverteilung des Laserstrahls.

Für $\bar{E}_{\text{Puls}} = 5.5 \mu\text{J}$ ist bereits ein deutlich größerer Bereich der laserbearbeiteten Fläche abladiert. Allerdings gibt es auch hier Bereiche, in denen keine Ablation stattgefunden hat. Für Energien von $\bar{E}_{\text{Puls}} = 12.0 \mu\text{J}$ und $\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.3 \mu\text{J}$ ist eine vollständige Ablation eingetreten. In den Ablationskratern sind die bereits bekannten Redepositionen aus benachbarten Kratern erkennbar.

Die Simulationsergebnisse und die realen Ablationsresultate bei wasserstofffreiem Silizium stimmen gut überein. Sofern die Simulation ein großes verdampftes Volumen voraussagt, findet eine vollständige Ablation des Siliziums statt. Wenn allerdings kein oder nur ein sehr kleines Volumen verdampft wird, findet nur in einem kleinen Bereich eine Ablation des Siliziums statt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass zur Erzeugung hoher spezifischer Kontaktwiderstände R'_C eine Verdampfung des amorphen Siliziums erforderlich zu sein scheint. Durch die Verdampfung wird die Redeposition einer elektrischen Barrierschicht initiiert.

5 Resultate zur Rückkontaktstrukturierung P3

Die Strukturierung des Rückkontaktsystems ist ein weiterer wichtiger Prozess in der Herstellung eines Dünnschicht-Solarmoduls. Wie bereits in Abschnitt 3.3.3 kurz angedeutet wurde, können bei diesem Schritt mehrere Probleme auftreten. Eine Schwierigkeit ist die nicht saubere Entfernung der Metallschicht. Dieses Problem wurde bereits in [47] ausführlich untersucht. Ein Beispiel für die nicht saubere Entfernung der Metallschicht zeigt Abbildung 5.1. Dargestellt ist eine Lichtmikroskopaufnahme des Verschaltungsbereichs eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls.

Auf der linken Seite befindet sich die Auftrennung des Frontkontaktes P1. In der Mitte folgt die Absorberstrukturierung P2, und auf der rechten Seite ist die Isolation des Rückkontaktes P3 zu sehen. Am Rand des rechten Strukturierungsgrabens sind dunkle Bereiche erkennbar. Hierbei handelt es sich um Metallreste, im Folgenden „Flakes“ genannt, die bei der Ablation des Rückkontaktes nicht sauber entfernt wurden. Die Oberflächenprofilmessung zeigt, dass die Flakes durch den Ablationsprozess nach oben

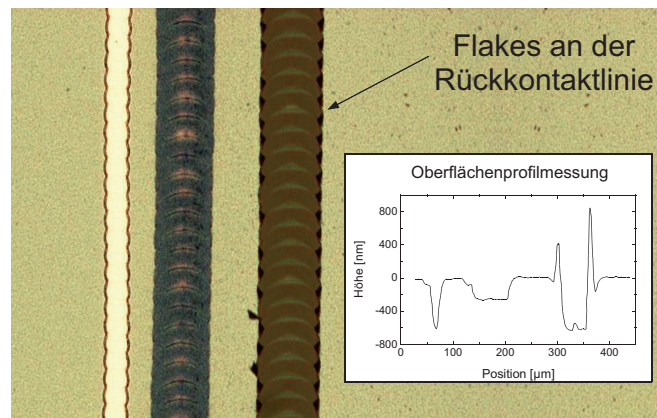


Abb. 5.1: Lichtmikroskopaufnahme des Verschaltungsbereichs eines amorphen Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls [47]. Links befindet sich die TCO Auftrennung, gefolgt von der Siliziumstrukturierung. Rechts zu sehen ist die Rückkontaktablation, wobei es hier zu der Entstehung von Flakes kommt. Zusätzlich dargestellt ist eine Oberflächenprofilmessung des Verschaltungsbereichs. Hierin ist zu erkennen, dass die Flakes hochgebogen sind.

gebogen wurden. Hierdurch wird das vom Mikroskop auf die Probe gestrahlte Licht zu den Seiten hin reflektiert was zu dem dunklen Erscheinungsbild der Flakes führt.

Da die Strukturierung des Rückkontaktes durch eine Ablation des darunter liegenden Siliziums hervorgerufen wird, ist die Oberfläche des TCOs im Strukturierungsgraben freigelegt. Hierdurch können die Flakes durch mechanische Einwirkung, wie sie beispielsweise bei der Verkapselung entsteht, auf den Frontkontakt gedrückt werden. Dies kann zu einem Kurzschluss und somit zum Ausfall eines kompletten Zellstreifens führen. Aus diesem Grund muss die Entstehung der Flakes soweit wie möglich unterdrückt werden.

Ein weiteres Problem, welches das vorliegende Kapitel eingehend analysiert, ist die Änderung der elektrischen Eigenschaften der Solarzelle durch die Rückkontaktstrukturierung, auch wenn keine Flakes auftreten. Abbildung 5.2 zeigt exemplarisch die Hellkennlinien einer amorphen Solarzelle vor (rot) und nach (schwarz) Strukturierung des Rückkontaktes mit einer nicht geeigneten Pulsdauer ($\tau_{\text{Puls}} = 110 \text{ ns}$). Die amorphe Zelle besitzt eine Fläche von ca. 1 cm^2 . Der Strukturierungsgraben hat insgesamt eine Länge von $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}$. Wie zu erkennen ist, wurde durch die Strukturierung der Wirkungsgrad der Zelle drastisch reduziert.

Im Folgenden werden die beiden angesprochenen Probleme untersucht. Zunächst wird das Ablationsverhalten des Rückkontaktsystems sowie ein daraus abgeleitetes Modell

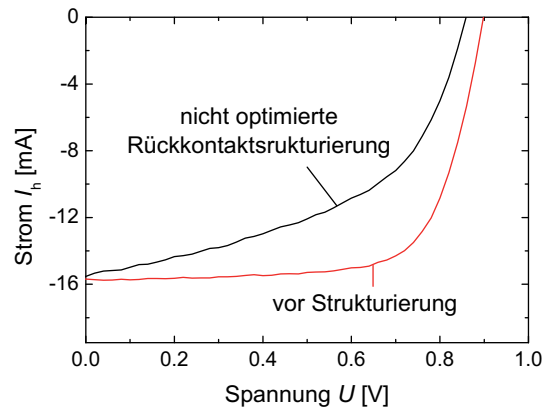


Abb. 5.2: Hellkennlinie einer amorphen Solarzelle vor (rot) und nach (schwarz) Strukturierung des Rückkontaktes. Die Strukturierung wurde mit einer für diesen Prozess ungeeigneten Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 110 \text{ ns}$ durchgeführt, wodurch ein drastischer Abfall der Effizienz η der Solarzelle hervorgerufen wird.

bezüglich des Abreißverhaltens der Metallschicht beschrieben [47]. Dieses Modell wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit verifiziert. Anschließend wird der Einfluss der Strukturierung auf die elektrischen Eigenschaften von amorphen und mikrokristallinen Solarzellen analysiert. Hierbei wird zunächst der gegenwärtig in der Industrie eingesetzte Prozess ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, gaußförmige Intensitätsverteilung), im Folgenden kurz „Standardprozess“, genauer betrachtet. Im weiteren Verlauf wird der Einfluss von Wellenlänge λ und Pulsdauer τ_{Puls} der zur Strukturierung genutzten Laserstrahlung auf die elektrischen Eigenschaften der Solarzelle ermittelt. Hierbei zeigt sich, dass beide Parameter eine enorme Auswirkung auf die Charakteristik der Solarzelle besitzen. Abschließend wird der thermische Einfluss der Strukturierung auf den Randbereich der Strukturierungsgräben mit Hilfe der mikroskopischen Raman-Spektroskopie quantifiziert.

5.1 Ablationsverhalten des Rückkontaktsystems

Das grundlegende Ablationsverhalten eines Metallrückkontaktes wurde bereits in [47] untersucht. Hierbei wurde ein Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$ verwendet. Es hat sich herausgestellt, dass die Flakebildung insbesondere von der relativen Pulsüberlappung \tilde{l}_0 abhängt.

Exemplarisch hierfür zeigen die Abbildungen 5.3 (a) und (b) Lichtmikroskopaufnahmen von zwei Strukturierungsgräben mit stark unterschiedlicher relativer Pulsüberlappung

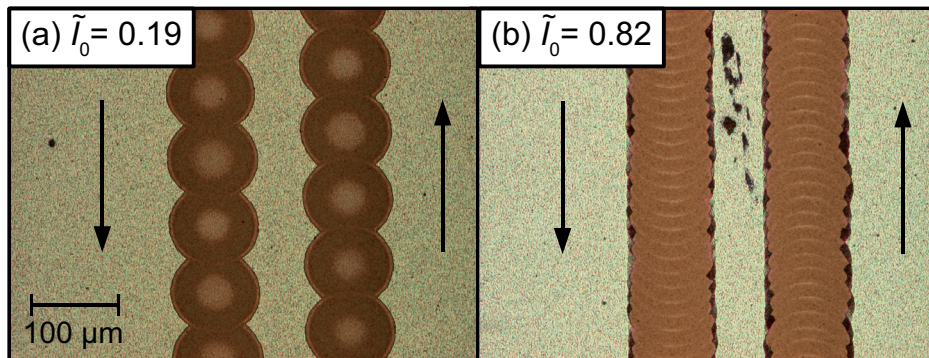


Abb. 5.3: Abhängigkeit der Flakebildung von der relativen Pulsüberlappung \tilde{l}_0 . (a) Bei geringer relativer Pulsüberlappung \tilde{l}_0 kommt es nicht zur Flakebildung. (b) Bei hoher relativer Pulsüberlappung \tilde{l}_0 sind am gesamten Randbereich des Strukturierungsgrabens Flakes vorhanden [47].

\tilde{l}_0 . Die sich neben den Strukturierungsgräben befindenden Pfeile geben die Prozessierungsrichtung an. Für $\tilde{l}_0 = 0.19$ resultiert eine sehr saubere Entfernung des Rückkontaktsystems. Die einzelnen Laserpulse sind deutlich ausgeprägt und im Randbereich des Strukturierungsgrabens sind keine Metallflakes erkennbar. Bei einer relativen Überlappung $\tilde{l}_0 = 0.82$ hingegen befinden sich im gesamten Randbereich des Strukturierungsgrabens hochstehende Metallreste. Der Trend, dass mit steigender relativer Pulsüberlappung \tilde{l}_0 ebenfalls die Flakeentstehung zunimmt, wurde unabhängig von der verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} vorgefunden.

Die Entstehung der Metallflakes im Grabenrandbereich wurde in [47] anhand eines Modells erklärt, welches das Abreißverhalten des Rückkontaktes beschreibt. Die Abbildungen 5.4 (a) und (b) verdeutlichen das Abreißverhalten für zwei unterschiedliche relative Pulsüberlappungen \tilde{l}_0 . Durch den vom Laserpuls induzierten Ablationsvorgang des Siliziums wirkt eine Kraft auf die Metallschicht, die orthogonal vom Substrat weg gerichtet ist. Durch die in der Metallschicht vorhandenen Bindungskräfte wird der Rückkontakt zu allen Seiten hin gleichmäßig gehalten. Da an einer Seite jedoch eine freigelegte Kante zum benachbarten Ablationskrater existiert, fehlt dort die Bindungskraftkomponente in Richtung dieses Nachbarkraters. Aufgrund dessen reißt der Metallfilm rechtwinklig zu der bereits freiliegenden Kante in die Rückkontaktschicht hinein (Kategorie 2). Des Weiteren laufen Risse (Kategorie 1) entlang des Randes des Ablationskraters, der nicht an der Kante zum vorherigen Krater liegt. Dieser Rand wird durch die Geometrie des Laserpulses sowie die Ablationsschwelle des bearbeiteten Materials bestimmt.

Ob bei dem Strukturierungsvorgang ein Metallflake entsteht, entscheidet der Abstand $v_{x,y}/f_{\text{Puls}}$ der Mittelpunkte aufeinanderfolgender Ablationskrater zueinander und der sich hierdurch ergebende Kontaktwinkel α_{con} . Sofern der Kontaktwinkel α_{con} größer 90° ist (Abb. 5.4 (a)), kann ein Riss der Kategorie 2 den Rand des Ablationskraters erreichen, bevor durch den Riss der Kategorie 1 eine saubere Ablation entstanden ist. Für den Fall, dass $\alpha_{\text{con}} = 90^\circ$, treffen sich die beiden Risse an der Kante zum vorherigen Ablationskrater und es entstehen keine Metallflakes. Auch für Kontaktwinkel kleiner 90° (Abb. 5.4 (b)) wird die Flakeentstehung unterdrückt, da die Risse der Kategorie 2 einen zu langen Weg zum Rand des Ablationskraters zurücklegen müssen. Somit sollte für eine flakefreie Strukturierung stets gelten, dass $0^\circ < \alpha_{\text{con}} \leq 90^\circ$. Drückt man diese Bedingung durch das Verhältnis zwischen Durchmesser des Ablationskraters d_{Puls} , Pulswiederholrate f_{Puls} und Verfahrensgeschwindigkeit $v_{x,y}$ aus, so ergibt sich

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \leq \frac{v_{x,y}}{d_{\text{Puls}} f_{\text{Puls}}} < 1. \quad (5.1)$$

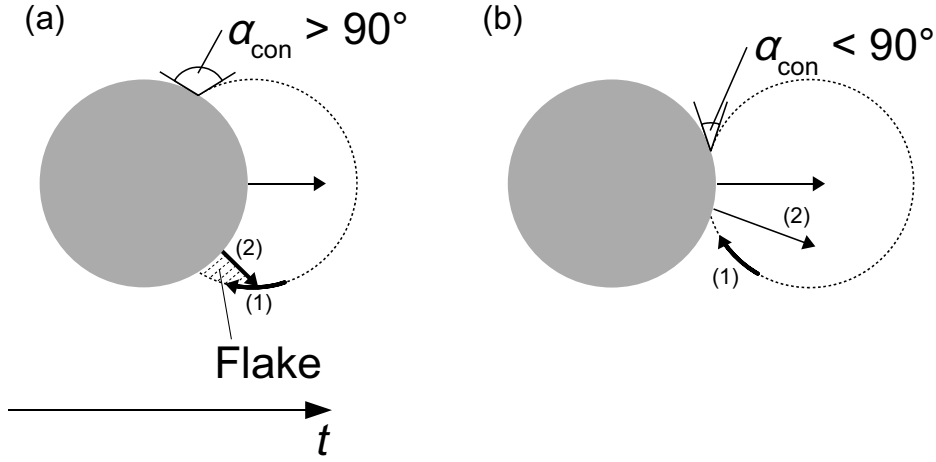


Abb. 5.4: Darstellung der Rissprozesse in der Metallschicht während der Ablation des Rückkontaktes. (a) Bei einem Kontaktwinkel $\alpha_{con} > 90^\circ$ besteht die Möglichkeit, dass Flakes im Übergangsbereich zwischen zwei benachbarten Ablationskratern entstehen, da an der Kante zum vorherigen Ablationskrater (grau) Risse der Kategorie 2 unter einem Winkel von 90° entstehen, welche einen Flake erzeugen können. (b) Für Kontaktwinkel $\alpha_{con} \leq 90^\circ$ wird die Flakeentstehung unterdrückt, da Risse der Kategorie 1 zu einer sauberen Ablation führen, bevor ein Flake entstehen kann.

5.1.1 Verifikation des Ablationsmodells

Um das in [47] aufgestellte Modell zum Ablationsverhalten des Rückkontaktes zu verifizieren, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Strukturierungsgräben mit einem Laserstrahl hergestellt, der eine rechteckige Geometrie besitzt. Rechteckige Strahlprofile besitzen den Vorteil, dass ihr Kontaktwinkel α_{con} unabhängig von der relativen Überlappung \tilde{l}_0 stets 90° beträgt, sofern die Seiten des Rechtecks leicht gegenüber der Richtung des Strukturierungsgrabens verdreht sind.

Zur Verifikation wurden Strukturierungsgräben mit unterschiedlichen relativen Pulsüberlappungen \tilde{l}_0 hergestellt. Für die Versuche wurde der RSY10E SHG-Laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $\tau_{Puls} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$) verwendet. Die Strahlformung wurde mit einem diffraktiv arbeitenden optischen Element (DOE) der Firma HoloOR, Typ TH-034-Q-Y-A, durchgeführt. Der resultierende Strahl besaß eine annähernd quadratische Intensitätsverteilung. Als Absorbermaterial kam eine ca. 300 nm dicke mikrokristalline Siliziumschicht auf einem AsahiU-Substrat zum Einsatz. Als Rückkontakt wurde der Standardrückkontakt, bestehend aus einem ZnO/Ag/ZnO-Schichtsystem, verwendet.

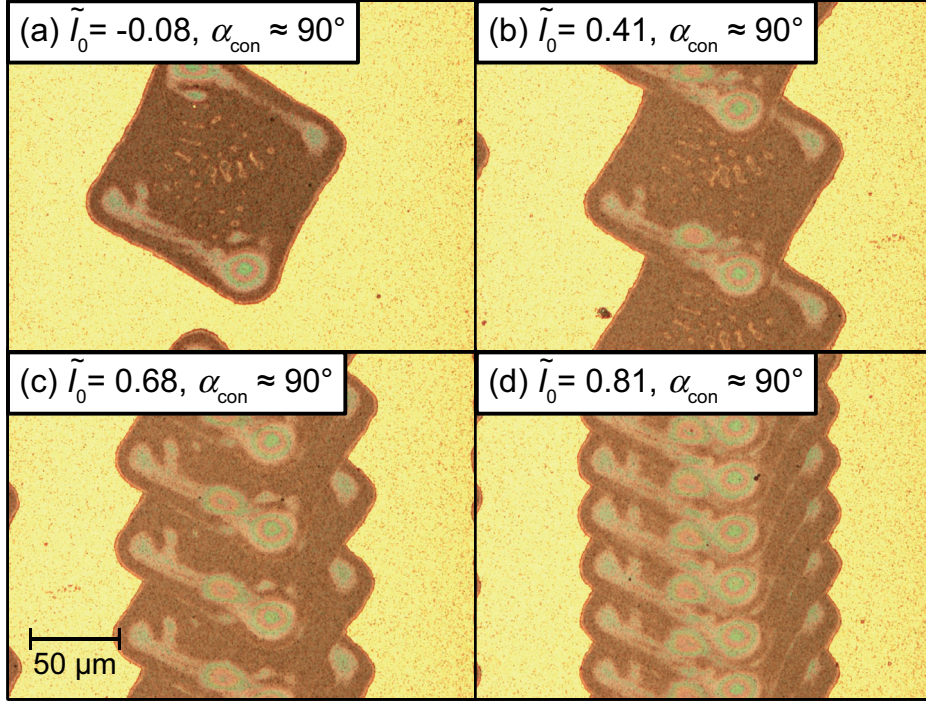


Abb. 5.5: Lichtmikroskopaufnahmen mehrerer, mit einer rechteckigen Intensitätsverteilung hergestellten, (a) Ablationskrater bzw. (b)-(d) Strukturierungsgräben. Es ist zu erkennen, dass unabhängig von der relativen Pulsüberlappung \tilde{l}_0 bei einem Kontaktwinkel $\alpha_{\text{con}} \approx 90^\circ$ die Flakeentstehung unterdrückt wird.

Ausgewählte Strukturierungsergebnisse der Versuchsreihe sind in den Abbildungen 5.5 (a) bis 5.5 (d) dargestellt. Bild (a) zeigt anhand von einzelnen Ablationskratern, dass durch das DOE nur annähernd eine quadratische Intensitätsverteilung erzeugt wurde. Zudem besaß die Intensitätsverteilung Inhomogenitäten. Dies ist deutlich an der teils starken Verfärbung des Frontkontaktes innerhalb der Ablationskrater erkennbar. Die Unregelmäßigkeiten der Intensitätsverteilung sind darauf zurückzuführen, dass der RSY10E SHG nur eine geringe Strahlqualität besitzt, das DOE aber für einen perfekten Grundmodelaser ausgelegt ist. Trotz der Inhomogenitäten ist am Kraterrand der Rückkontakt sauber abgerissen und es sind keine Rückstände zu erkennen.

Die Abbildungen 5.5 (b) bis 5.5 (d) zeigen die Strukturierungsergebnisse bei steigender relativer Überlappung \tilde{l}_0 . Im Gegensatz zu den Resultaten, die mit einer kreissymmetrischen Strahlgeometrie erzielt werden [47], entstehen hierbei sowohl für kleine Überlappungen \tilde{l}_0 als auch für sehr große Überlappungen \tilde{l}_0 keine Flakes im Übergangsbereich

zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ablationskratern. Somit kann davon ausgegangen werden, dass, wie in [47] vermutet, nicht die relative Pulsüberlappung \tilde{l}_0 die entscheidende Größe für die Entstehung von Flakes darstellt, sondern der Kontaktwinkel α_{con} .

5.2 Einfluss der Strukturierung auf die Zelleigenschaften

Der folgende Abschnitt untersucht den Einfluss der Rückkontaktstrukturierung auf die elektrischen Eigenschaften von amorphen und mikrokristallinen Solarzellen. Zunächst werden die Auswirkungen des derzeit typischerweise verwendeten Prozesses ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, gaußförmiges Strahlprofil), im Folgenden kurz „Standardprozess“, auf die Solarzellen beschrieben und analysiert. Anschließend wird der Einfluss der Wellenlänge λ sowie der Pulsdauer τ_{Puls} des verwendeten Lasers auf das Strukturierungsergebnis genauer betrachtet.

Zur Untersuchung der Rückkontaktstrukturierung wurden Teststrukturen verwendet, die aus je einer $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ großen amorphen bzw. mikrokristallinen Solarzelle bestanden. Bei diesen Teststrukturen kann der Einfluss der Strukturierung auf die elektrischen Eigenschaften detaillierter untersucht werden als an Solarmodulen. Grund hierfür ist, dass die Teststrukturen bereits vor dem ersten Strukturierungsschritt charakterisiert werden können. Solarmodule hingegen sind erst funktionsfähig, wenn ihr Rückkontakt bereits strukturiert wurde. Mit Hilfe der Teststruktur kann somit die Veränderung der Solarzelleneigenschaften detektiert werden, die durch erstmalige Rückkontaktstrukturierung hervorgerufen wird.

Sowohl für die amorphen Solarzellen auf AsahiU-Substrat, als auch die mikrokristallinen Solarzellen auf ZnO-Substrat wurde der Standardrückkontakt aus einer gesputterten ZnO/Ag/ZnO-Schichtkombination verwendet. Auf den Teststrukturen wurden meist in mehreren Schritten Rückkontaktstrukturierungsgräben hergestellt. Die Solarzellen wurden je zwischen den einzelnen Strukturierungsschritten vermessen. Abbildung 5.6 verdeutlicht diesen Vorgang. Der Anfang der Strukturierungsgräben lag jeweils außerhalb des Zellbereichs. Hierdurch wurden unerwünschte Effekte durch mögliche Intensitätsschwankungen der Laserpulse zu Beginn einer Strukturierungsphase unterdrückt. Auch die Strukturierungsgräben eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls beginnen außerhalb des aktiven Bereichs der Zellstreifen. Die Strukturierungsgräben wurden bei allen Experimenten so hergestellt, dass keine Flakes entstanden (Bedingung (5.1)).

Die Auswirkungen eines Strukturierungsprozesses auf die Solarzelleneigenschaften werden wesentlich von dem Verhältnis r_{BC} zwischen Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ und Solarzellenfläche A_{cell} bestimmt. Dies gilt für den Fall, dass die von der Strukturierung

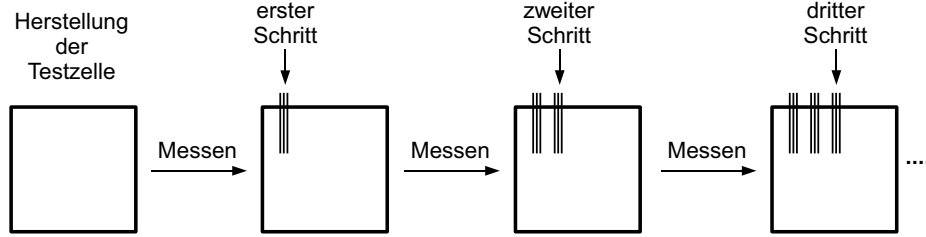


Abb. 5.6: *Prinzipieller Ablauf der Untersuchung der Rückkontaktstrukturierung von Testsolarzellen. Die Strukturierung wird in mehrere Schritte eingeteilt, um den Einfluss unterschiedlicher effektiver Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ auf die Solarzelle bestimmen zu können. Alle Strukturierungsgräben beginnen außerhalb des aktiven Bereichs der Solarzellen.*

hervorgerufene Veränderung der Solarzelleneigenschaften linear mit der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ korreliert ist.

Das Strukturieren des Rückkontaktes mit anschließender Vermessung der Solarzelle geschieht, wie in Abbildung 5.6 gezeigt, in mehreren Schritten. Hierdurch erhöht sich von Messung zu Messung die effektive Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$, da sich die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ aus der Summe der Länge der Einzelgräben im aktiven Bereich der Solarzelle zusammensetzt. Hierdurch ändert sich gleichermaßen auch das Verhältnis r_{BC} . Durch das Vorgehen ist es möglich, zwischen Effekten, die mit der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ korreliert sind und Effekten, die zufällig auftreten, zu unterscheiden.

Bei Solarmodulzellstreifen ist die Länge $l_{\text{BC, Graben}}$ des Strukturierungsgrabens ungefähr so groß wie die Länge l des Zellstreifens. Für einen Zellstreifen bestimmt sich das Verhältnis r_{BC} zu

$$r_{\text{BC}} = \frac{l_{\text{BC, Graben}}}{2lw_a} = \frac{1}{2w_a}, \quad (5.2)$$

und ist somit unabhängig von der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$. Da der aktive Bereich eines Zellstreifens lediglich von einer Seite des Strukturierungsgrabens im Rückkontakt berührt wird (vgl. Abb. 2.6), muss bei der Herleitung zu Gleichung (5.2) die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ halbiert werden. Durch Verlängerung eines in der Breite w_a unveränderten Zellstreifens kann aufgrund von Gleichung (5.2) die aktive Fläche $w_a l$ eines Zellstreifens vergrößert werden, ohne dass der Einfluss der Strukturierung zunimmt.

Die Änderung des elektrischen Verhaltens durch die Strukturierung wurde größtenteils anhand von Dunkelkennlinien analysiert. Dunkelkennlinien eignen sich für die Analyse besonders gut, da sie sehr sensitiv gegen Änderungen in Bereichen mit kleinen

Strömen I_d sind. Die Dunkelkennlinien wurden für amorphe Solarzellen in einem Spannungsbereich zwischen +1.5 V und -3 V gemessen und für mikrokristalline Solarzellen in einem Spannungsbereich zwischen +1 V und -3 V. Die großen negativen Spannungen sind von Interesse, da diese und noch höhere negative Spannungen durch Abschattung von Einzelzellen in Solarmodulen auftreten können [47].

Der Einfluss der Strukturierung auf die Hellkennlinien von amorphen bzw. mikrokristallinen Zellen wurde nur für den Standardprozess eingehend analysiert. Die Hellkennlinie setzt sich aus einer Überlagerung von Dunkelstrom $I_d(U)$ und Photostrom $I_{ph}(U)$ zusammen. Um für die übrigen untersuchten Prozesse den Einfluss der Strukturierung auf die Hellkennlinie abschätzen zu können, wurde der für den jeweiligen Zelltyp typische Photostrom $I_{ph}(U = 0)$ in die Graphen der Dunkelkennlinien eingezeichnet. Falls die jeweilige Dunkelkennlinie in einem Stromniveau, das dem des Photostroms $I_{ph}(U = 0)$ entspricht, durch die Strukturierung beeinflusst wird, besitzt die Strukturierung auch einen deutlichen Einfluss auf die jeweilige Hellkennlinie.

Als weitere Analysemethoden wurden die Thermographie [80] und die Rasterelektronenmikroskopie [65] eingesetzt. Mit Hilfe der Thermographie wurde der Stromfluss im Randbereich der Strukturierungsgräben visualisiert. Allerdings ist dies nur möglich bei Strukturierungsprozessen, die zu einem starken Anstieg des Dunkelstroms I_d führen, da ansonsten im Randbereich nicht genügend Wärme produziert wird. Die REM wurde verwendet, um die Ablationskante am Grabenrand zu untersuchen.

5.2.1 Standardprozess

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss des Standard-Strukturierungsverfahrens ($\lambda = 532$ nm, $\tau_{Puls} \approx 7$ -15 ns, gaußförmiges Strahlprofil) auf die elektrischen Eigenschaften von Solarzellen aus amorphem Silizium diskutiert.

Abbildung 5.7 zeigt die Dunkelkennlinie einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung in schwarz. Die farbigen Dunkelkennlinien geben das Verhalten der Solarzelle nach Strukturierung mit unterschiedlichen effektiven Grabenlängen $l_{BC, Graben}$ an. Für die Strukturierung wurde eine Pulsenergie $\bar{E}_{Puls} = 24.5 \mu J$ verwendet bei einer Pulswiederholrate $f_{Puls} = 11$ kHz und einer Verfahrgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800$ mm/s. Die effektive Grabenlänge $l_{BC, Graben}$ wurde während des Experimentes von anfangs 8.5 mm auf maximal 85 mm erhöht.

Die Zelle zeigt nach der Strukturierung eine deutliche Stromzunahme sowohl für negative Spannungen als auch für kleine positive Spannungen bis ca. 0.6 – 0.7 V. Für

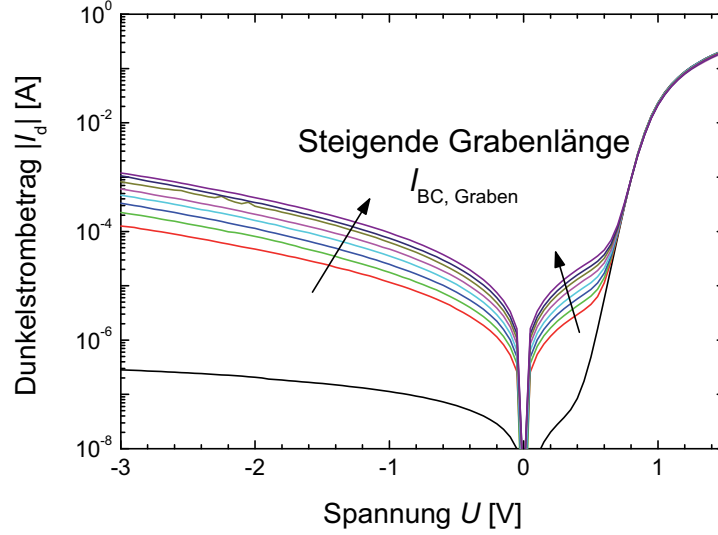


Abb. 5.7: Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor (schwarz) und nach (farbig) Rückkontaktstrukturierung mit dem Standardprozess ($\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.5 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$). Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ steigt von 8.5 mm auf maximal 85 mm ($l_{\text{BC, Graben}} = 8.5 \text{ mm}, 17 \text{ mm}, 25.5 \text{ mm}, 34 \text{ mm}, 42.6 \text{ mm}, 56.8 \text{ mm}, 71 \text{ mm}, 85 \text{ mm}$).

negative Spannungen besitzt die Kennlinie nach der Strukturierung einen annähernd exponentiellen Verlauf. Der Stromanstieg im Bereich kleiner positiver Spannungen weist ebenfalls eine annähernd exponentielle Charakteristik auf. Diese wird umso deutlicher, je größer die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ ist. Der exponentielle Bereich setzt sich jedoch deutlich von dem exponentiellen Verlauf der Solarzellendiode D ab (vgl. Abb. 2.3 und Abb. 2.4). Die Diode D übernimmt ab ca. 0.7 V nahezu vollständig den Stromtransport. Mit steigender Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ nimmt sowohl der Stromanstieg für negative Spannungen als auch für kleine positive Spannungen deutlich zu. Die Art der Zunahme lässt darauf schließen, dass der Einfluss, den die Strukturierung auf die Solarzeleigenschaften besitzt, mit der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ korreliert ist.

In Abbildung 5.8 (a) ist der Randbereich des Strukturierungsgrabens einer amorphen Solarzelle dargestellt. Es handelt sich um eine REM-Aufnahme. Die Zelle wurde mit ähnlichen Parametern strukturiert ($\bar{E}_{\text{Puls}} = 20.5 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$) wie die zuvor betrachtete Zelle aus Abbildung 5.7. Deshalb zeigen beide nach der Strukturierung ein nahezu identisches Verhalten.

Die Strukturierung führt zu einer sauberen Ablationskante. Die einzelnen Schichten sind klar definiert, es hat keine Verschmelzung der funktionalen Schichten miteinander stattgefunden. Lediglich in der Nähe der TCO-Silizium-Grenzfläche ist ein Teil des Absorbers durch den thermischen Einfluss geschmolzen und anschließend rasch erstarrt. Ein Indiz hierfür sind fadenartige Strukturen. Da Silizium und Rückkontakt an nahezu der gleichen Position vom verbleibenden Material abgetrennt sind, ist der Rückkontakt nicht unterhöhlt. Hierdurch ist der Rückkontakt auch nach der Strukturierung sauber vom Frontkontakt getrennt. Dies verhindert einen direkten Kurzschluss.

Abbildung 5.8 (b) zeigt eine REM-Aufnahme derselben Probe nach nasschemischem Entfernen des Rückkontaktes. Dargestellt ist ebenfalls der Grabenrandbereich. Die Siliziumschicht ist auch hinter der Ablationskante vollständig erhalten. Dadurch wird auch hinter der Kante eine direkte Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt verhindert. Somit ist der Anstieg des Dunkelstroms I_d höchstwahrscheinlich auf eine Änderung der elektrischen Eigenschaften der Siliziumschicht nahe der Kante zurückzuführen, und nicht auf eine direkte Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt. Durch den thermischen Einfluss des Laserprozesses kann das Material nahe des Ablationsgrabens kristallisieren [81, 82]. Zudem kann Wasserstoff ausdiffundieren und hierdurch nicht abgesättigte Defekte hinterlassen. Eine weitere Möglichkeit ist das Diffundieren von Dotierstoffatomen aus p- und n-Schicht in den Absorber [83, 84]. Alle beschriebenen Prozesse können zu einer Erhöhung der Dunkelleitfähigkeit und damit auch zu einer Erhöhung des Stromflusses führen [85–87].

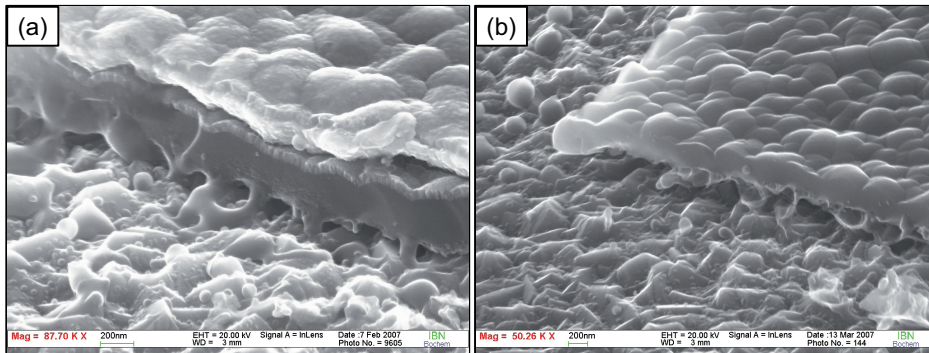


Abb. 5.8: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20.5 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{--}15\text{ns}$ und $\lambda = 532\text{nm}$ strukturierten amorphen Solarzelle. (a) Die Ablationskante ist klar definiert und nur im Bereich des Silizium-TCO-Interface treten Aufschmelzungen auf. (b) Nach Entfernen des Rückkontaktes zeigt sich, dass die Siliziumschicht hinter der Ablationskante vollständig erhalten ist.

Der Einfluss der Strukturierung auf die Dunkelkennlinien von mikrokristallinen Solarzellen wurde bereits ausführlich in [47] diskutiert. Die hierin verwendeten Strukturierungsgräben wurden mit denselben Parametern hergestellt ($\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.5 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$), wie die Gräben der Zelle aus Abbildung 5.7. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ wurde während des Experimentes von anfangs 10.1 mm auf maximal 88.4 mm erhöht.

Es zeigte sich, dass für mikrokristalline Solarzellen ebenfalls ein deutlicher Stromanstieg durch die Strukturierung hervorgerufen wurde. Die entsprechenden Dunkelkennlinien sind in Abbildung 5.9 dargestellt.

Vergleicht man die Dunkelkennlinien der amorphen Zelle und der mikrokristallinen Zelle, so erkennt man, dass für beide der Stromanstieg für negative Spannungen in derselben Größenordnung liegt. Dies ist bemerkenswert, da die Dunkelleitfähigkeit von unstrukturierten mikrokristallinen Zellen ca. 1 bis 2 Größenordnungen über der Dunkelleitfähigkeit von amorphen Solarzellen liegt. Für negative Spannungen und kleine positive Spannungen zeigt die Kennlinie der mikrokristallinen Solarzelle, analog zur

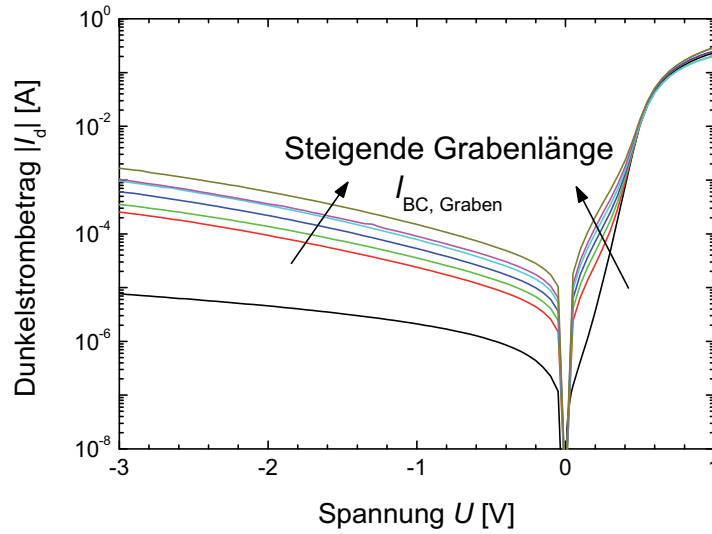


Abb. 5.9: Dunkelkennlinien einer mikrokristallinen Solarzelle vor (schwarz) und nach (farbig) Rückkontaktstrukturierung mit dem Standardprozess ($\bar{E}_{\text{Puls}} = 24.5 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} \approx 7\text{-}15 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$) [47]. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ steigt von 10.1 mm auf maximal 88.4 mm ($l_{\text{BC, Graben}} = 10.1 \text{ mm}, 18.8 \text{ mm}, 30.4 \text{ mm}, 44.9 \text{ mm}, 59.4 \text{ mm}, 88.4 \text{ mm}$).

Kennlinie der amorphen Solarzelle, ein annähernd exponentielles Verhalten. Allerdings ist für positive Spannungen die Stromzunahme bei der mikrokristallinen Zelle deutlich ausgeprägter als bei der amorphen Zelle. Für amorphes Silizium gehen die Kennlinien vor und nach Strukturierung bereits für Ströme I_d deutlich unter 0.5 mA ineinander über. Bei mikrokristallinem Silizium findet der Übergang erst für Ströme I_d knapp unterhalb von 10 mA statt.

In [47] wurde eine Erweiterung des Ersatzschaltbildes einer mikrokristallinen Solarzelle dargestellt. Die Erweiterung bildet den durch die Strukturierung hervorgerufenen Anstieg des Dunkelstroms I_d ab. Der Anstieg für positive Spannungen kann durch eine Diode $D_{BC, forward}$ beschrieben werden. Um den Anstieg im negativen Spannungsbereich hingegen präzise wiedergeben zu können, wird eine Serienschaltung aus einem Widerstand $R_{BC, reverse}$ und einer Diode $D_{BC, reverse}$ verwendet. Das sich ergebende Ersatzschaltbild ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die zusätzlichen Dioden $D_{BC, forward}$ und $D_{BC, reverse}$ sind hierbei nicht als real existierende Halbleiterdioden zu verstehen, sondern sollen lediglich den nichtlinearen Charakter des Stromanstiegs widerspiegeln.

Die Diodensättigungssperrströme $I_{0, forward}$ und $I_{0, reverse}$ der Zusatzdioden steigen für die mikrokristalline Probe linear mit der Grabenlänge $l_{BC, Graben}$. Im Unterschied dazu sind die Diodenidealitätsfaktoren $n_{forward}$ und $n_{reverse}$ unabhängig von $l_{BC, Graben}$ konstant. Der Widerstand $R_{BC, reverse}$ verhält sich antiproportional zur Grabenlänge $l_{BC, Graben}$. Es kann gezeigt werden, dass sich die beschriebenen Abhängigkeiten der Bauteilparameter von der Grabenlänge $l_{BC, Graben}$ ergeben, sofern jeder von der Struk-

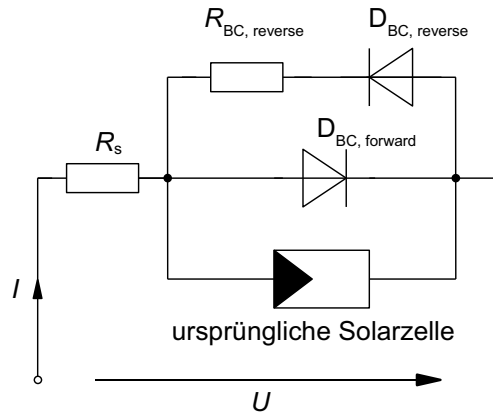


Abb. 5.10: Erweitertes Ersatzschaltbild zur Berücksichtigung des Strukturierungseinflusses auf die elektrischen Eigenschaften von mikrokristallinen Solarzellen [47].

turierung hergestellte Grabenrandbereich die gleichen elektrischen Eigenschaften aufweist [47].

Der folgende Abschnitt untersucht, ob sich die in [47] vorgeschlagene Erweiterung des Ersatzschaltbildes auch zur präzisen Simulation der Dunkelkennlinien strukturierter amorpher Solarzellen eignet. Dies ist denkbar, da sich durch die Strukturierung die Dunkelkennlinie amorpher Solarzellen in gleicher Weise ändert wie die Dunkelkennlinie mikrokristalliner Solarzellen.

Zunächst wurde die Dunkelkennlinie der unstrukturierten amorphen Solarzelle aus Abbildung 5.7 simuliert. Hierzu wurde das vereinfachte Ersatzschaltbild aus Abbildung 2.3 verwendet. Anschließend wurden die Bauteile $D_{BC, forward}$, $D_{BC, reverse}$ und $R_{BC, reverse}$ in die Simulation eingebaut und die Charakteristik der amorphen Zelle nach Strukturierung simuliert. Hierbei wurden die Parameter der Bauelemente, die den nicht strukturierten Teil der Zelle beschreiben, konstant gehalten. Die Parameter der Bauelemente, die die Strukturierung beschreiben, wurden manuell angepasst. Dieses Vorgehen führt zu einer ersten Abschätzung der Bauelementparameter. Zur Simulation wurde die Software LTSpice [88] der Firma Linear Technology verwendet.

Die manuell angepassten Bauelementparameter wurden verwendet, um die Dunkelkennlinien der strukturierten amorphen Zelle mit Hilfe eines Newton-Algorithmus numerisch zu berechnen. Hierzu wurde die funktionale Beschreibung der strukturierten Solarzelle, die sich nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.10 ergibt, verwendet. Anschließend wurden in der Berechnung die Bauelementparameter automatisch iterativ angepasst, um die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zu verbessern. Für die numerische Berechnung wurde das Programm Maple der Firma Maplesoft verwendet [89].

Abbildung 5.11 (a) zeigt den Mittelwert der relativen Abweichung $\overline{\Delta I}$ zwischen berechnetem Stromwert $I_{d, sim}$ und gemessenem Stromwert $I_{d, mess}$ als Funktion der Grabenlänge $l_{BC, Graben}$. Der Mittelwert der relativen Abweichung $\overline{\Delta I}$ ergibt sich aus

$$\overline{\Delta I} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta I_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{I_{d, mess}(U_i) - I_{d, sim}(U_i)}{I_{d, mess}(U_i)} \right|, \quad (5.3)$$

wobei $I_{d, mess}(U_i)$ dem gemessenen Dunkelstrom und $I_{d, sim}(U_i)$ dem simulierten Dunkelstrom bei der Spannung U_i entspricht. Zusätzlich dargestellt ist die Standardabweichung der mittleren relativen Abweichung $\overline{\Delta I}$. Zur Bestimmung der mittleren relativen Abweichung $\overline{\Delta I}$ wurden ausschließlich Werte für Spannungen $U_i \leq 0.7 \text{ V}$ berücksichtigt, da die Dunkelkennlinien hauptsächlich in diesem Bereich durch die Strukturierung beeinflusst werden.

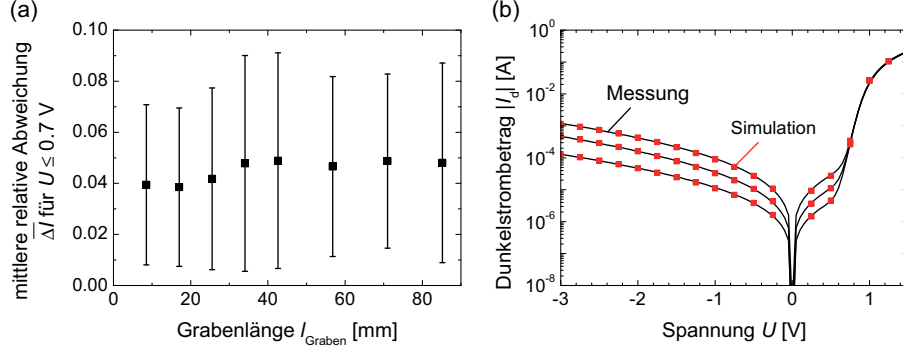


Abb. 5.11: (a) Mittelwert $\overline{\Delta I}$ der relativen Abweichung von berechnetem Stromwert $I_{d,\text{sim}}$ zu gemessenem Stromwert $I_{d,\text{mess}}$ einer mit dem Standardprozess strukturierten amorphen Solarzelle. Zusätzlich eingezeichnet ist die Standardabweichung der mittleren relativen Abweichung $\overline{\Delta I}$. (b) Exemplarische Darstellung der Übereinstimmung zwischen gemessenen (Linie) und simulierten (Quadrate) Dunkelkennlinien.

Für alle untersuchten Grabenlängen wurde eine mittlere relative Abweichung $\overline{\Delta I}$ unter 0.05 erzielt. Abbildung 5.11 (b) zeigt exemplarisch die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation für drei unterschiedliche Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$. Dementsprechend eignet sich die in [47] vorgeschlagene Erweiterung des Ersatzschaltbildes auch für amorphe Solarzellen.

Abbildung 5.12 zeigt die Abhängigkeit der angepassten Bauelementparameter $I_{0, \text{forward}}$, n_{forward} , $I_{0, \text{reverse}}$, n_{reverse} und $R_{\text{BC, reverse}}$ von der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$. Für jeden Parameter ist neben den aus der Simulation extrahierten Daten auch eine Fitgerade eingezeichnet (gestrichelt), mit deren Hilfe die längenspezifische Änderung jedes Parameters abgeschätzt wurde. Der Diodensättigungssperrstrom $I_{0, \text{forward}}$ steigt in erster Näherung linear mit der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$. Er besitzt eine Steigung von 8.42 nA/mm. Der Diodenidealitätsfaktor n_{forward} hingegen ist nahezu konstant. Er steigt lediglich mit 0.011 mm^{-1} , was bei einem Absolutwert von ca. 6 nur eine kleine Änderung bedeutet. Der Diodensättigungssperrstrom $I_{0, \text{reverse}}$ der Diode $D_{\text{BC, reverse}}$ steigt ebenfalls nahezu linear. Seine Steigung beträgt $0.2 \mu\text{A/mm}$. Der Diodenidealitätsfaktor n_{reverse} sinkt tendenziell mit -0.09 mm^{-1} . Der Widerstand $R_{\text{BC, reverse}}$ verhält sich antiproportional bezüglich der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$. Aufgrund dessen ist in Abbildung 5.12 der Leitwert $1/R_{\text{BC, reverse}}$ dargestellt. Die Steigung des Leitwertes beträgt $19 \mu\text{S/mm}$. Die zuvor beschriebene Abhängigkeit der Bauelementparameter von der Grabenlän-

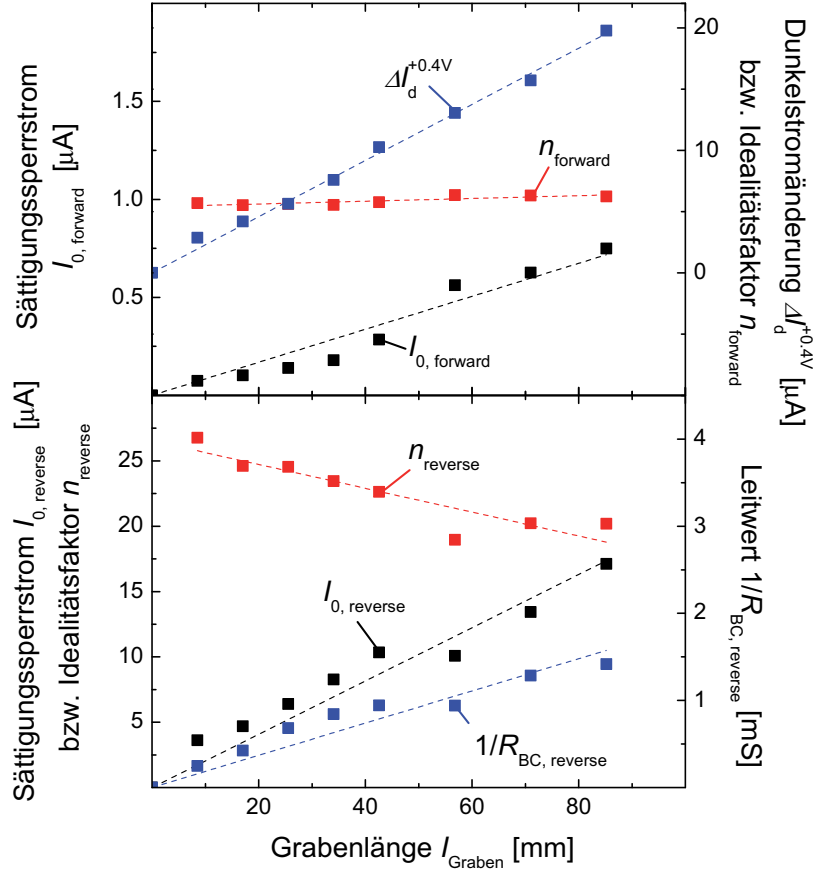


Abb. 5.12: Abhängigkeit der Bauelementparameter von der effektiven Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ einer mit dem Standardprozess strukturierten amorphen Solarzelle. Hierbei bestimmen $I_{0, \text{forward}}$ und n_{forward} die Eigenschaften des Bauelements, das hauptsächlich den Stromanstieg für positive Spannungen U beschreibt. Die Parameter $I_{0, \text{reverse}}$, n_{reverse} und $R_{\text{BC, reverse}}$ hingegen bestimmen die Eigenschaften der Bauelemente, die den Stromanstieg für negative Spannungen U beschreiben (vgl. Abb. 5.10). Für jeden Parameter ist neben den aus der Simulation extrahierten Daten auch eine Fitgerade eingezeichnet (gestrichelt). Außerdem ist die von der Strukturierung hervorgerufene Dunkelstromänderung $\Delta I_d^{+0.4V}$ angegeben, die sich bei einer Spannung von $U = 0.4V$ ergibt.

ge $l_{\text{BC, Graben}}$ zeigt, dass jeder von der Strukturierung hergestellte Grabenrandbereich nahezu die gleichen elektrischen Eigenschaften aufweist.

Neben den Bauelementparametern ist in Abbildung 5.12 die von der Strukturierung hervorgerufen absolute Dunkelstromänderung $\Delta I_{\text{d}}^{+0.4\text{V}}$ bei eine Spannung von 0.4 V eingezeichnet. Diese wird im Folgenden genutzt, um die einzelnen untersuchten Rückkontaktstrukturierungsprozesse miteinander zu vergleichen. Für den hier vorliegenden Fall einer amorphen Solarzelle ergibt sich eine längenspezifische Dunkelstromänderung von $\Delta I_{\text{d}}^{+0.4\text{V}}/l_{\text{BC, Graben}} = 0.23 \mu\text{A}/\text{mm}$. Bei der mikrokristallinen Solarzelle (Abb. 5.9) führt der Standardprozess hingegen zu einer längenspezifischen Dunkelstromänderung von $\Delta I_{\text{d}}^{+0.4\text{V}}/l_{\text{BC, Graben}} = 17.2 \mu\text{A}/\text{mm}$.

Um den Einfluss der Strukturierung auf die Hellkennlinien von amorphen und mikrokristallinen Solarzellen zu untersuchen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Kennlinien von strukturierten Solarzellen unter AM1.5-Beleuchtung gemessen. Die Hellkennlinien wurden wie die Dunkelkennlinien für unterschiedliche Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ gemessen. Die verwendete amorphe Solarzelle ist die aus den Abbildungen 5.8 (a) und 5.8 (b) und die mikrokristalline Solarzelle ist die aus Abbildung 5.9.

Abbildung 5.13 (a) zeigt die Hellkennlinie der amorphen Solarzelle vor Strukturierung in schwarz. Die farbigen Hellkennlinien geben das Verhalten der amorphen Solarzelle nach Strukturierung mit unterschiedlichen effektiven Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ an. Der Kurzschlussstrom I_{sc} der Probe nimmt mit jeder Strukturierung ab. In Abbildung 5.13 (b) ist die relative Abnahme des Kurzschlussstromes als Funktion der Flächenabnahme dargestellt. Die zusätzlich eingezeichnet Fitgerade zeigt, dass je Abnahme der Fläche um 1 % der Kurzschlussstrom I_{sc} um 1.2 % sinkt. Dies deutet auf eine Schädigung des aktiven Bereichs in der direkten Umgebung des Strukturierungsgrabens hin, wodurch die Kurzschlussstromdichte J_{sc} in diesem Gebiet reduziert wird. Die Fitgerade geht nicht durch den Koordinatenursprung. Der Grund hierfür ist vermutlich, dass die Vermessung der unstrukturierten Zelle (Abb. 5.13 (a), schwarz) mit einer leicht niedrigeren Lichtintensität durchgeführt wurde als die Vermessung der Zelle nach der Rückkontaktstrukturierung.

Die Hellkennlinie der mikrokristallinen Probe vor Strukturierung zeigt Abbildung 5.13 (d) in schwarz. Die farbigen Hellkennlinien geben das Verhalten der mikrokristallinen Solarzelle nach Strukturierung mit unterschiedlichen effektiven Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ an. Auch für die mikrokristalline Solarzelle tritt eine Abnahme des Kurzschlussstromes I_{sc} von 1.2 % je 1 % Flächenverlust auf (Abb. 5.13 (e)). Der Ursprung der Fitgeraden deutet darauf hin, dass die Zelle unstrukturiert mit einer leicht höheren Lichtintensität vermessen wurde als nach Strukturierung des Rückkontaktes.

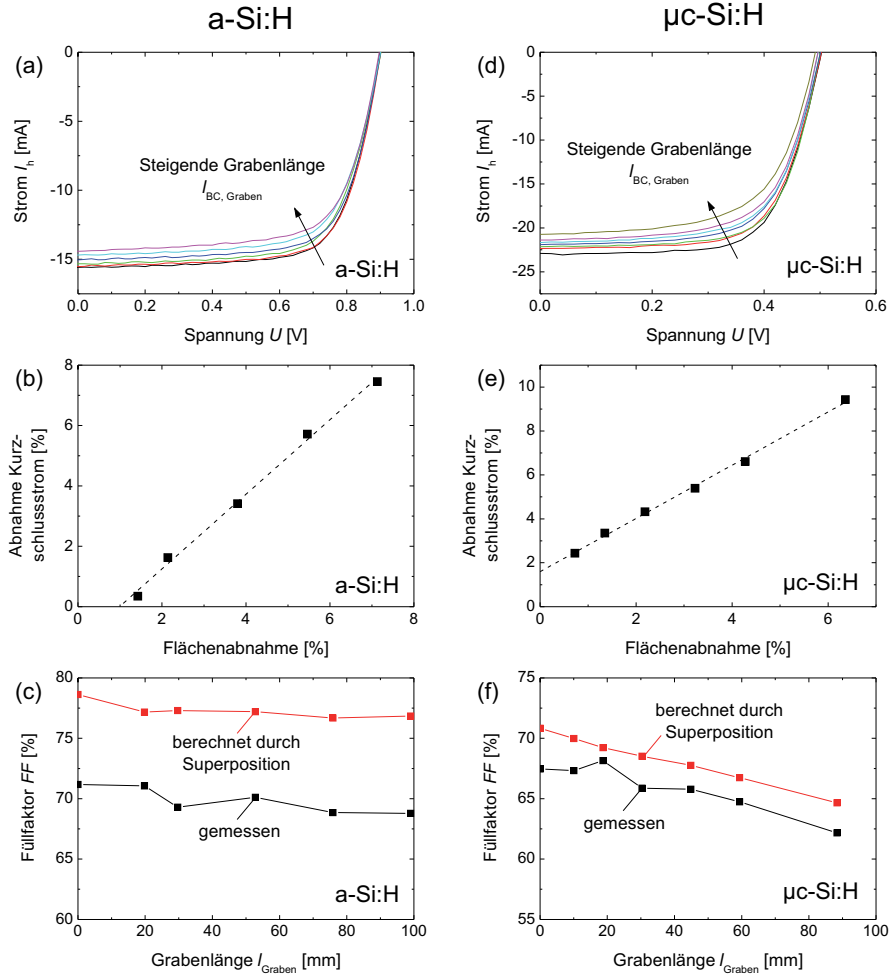


Abb. 5.13: Einfluss der Rückkontaktstrukturierung auf die Hellkennlinie (a) einer amorphen Solarzelle und (d) einer mikrokristallinen Solarzelle. Die effektive Grabenlänge beträgt $l_{BC, Graben} = 17\text{ mm}, 25.5\text{ mm}, 34\text{ mm}, 42.6\text{ mm}, 56.8\text{ mm}, 71\text{ mm}, 85\text{ mm}$ (a-Si:H) bzw. $l_{BC, Graben} = 10.1\text{ mm}, 18.8\text{ mm}, 30.4\text{ mm}, 44.9\text{ mm}, 59.4\text{ mm}, 88.4\text{ mm}$ (μc-Si:H). Der Kurzschlussstrom I_{sc} von (b) a-Si:H und (e) μc-Si:H nimmt je Flächenverlust von 1% um jeweils ca. 1.2% ab. Verlauf des gemessenen Füllfaktors FF (schwarz) als Funktion der effektiven Grabenlänge $l_{BC, Graben}$ (c) der amorphen und (f) der mikrokristallinen Solarzelle. Zusätzlich dargestellt ist der mit Hilfe des Superpositionsprinzips berechnete Füllfaktor FF , um den Einfluss der Strukturierung auf die Rekombinationsrate der unstrukturierten Bereiche der Solarzelle abschätzen zu können.

Durch das Entstehen von Defekten im Randbereich des Strukturierungsgrabens können erhöhte Rekombinationsverluste auftreten. Deren Einfluss nimmt mit steigender Spannung U weiter zu, da hierdurch das interne Feld der Solarzelle abgebaut wird. Das interne Feld fungiert als Gegenspieler der Rekombination (vgl. Abschnitt 2.1).

Um den Einfluss der Rückkontaktstrukturierung auf die Rekombinationsrate zu prüfen, wurde der Füllfaktor FF der amorphen Solarzelle in Abbildung 5.13 (c) und der Füllfaktor FF der mikrokristallinen Solarzelle in Abbildung 5.13 (f) als Funktion der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ jeweils in schwarz dargestellt. Da der Füllfaktor FF im MPP bestimmt wird, ist er ein indirektes Maß für die Höhe der Rekombinationsverluste unter Vorwärtsspannung.

Zusätzlich zu den gemessenen Hellkennlinien wurden aus den gemessenen Dunkelkennlinien mit Hilfe des Superpositionsprinzips ($I_h(U) \approx I_d(U) - I_{\text{ph}}$) neue Hellkennlinien in Abhängigkeit von der Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ berechnet. Für die Berechnung der neuen Hellkennlinien wurde als konstanter Photostrom I_{ph} der Kurzschlussstrom I_{sc} der jeweiligen gemessenen Hellkennlinie herangezogen. Von den so berechneten Hellkennlinien wurde der Füllfaktor FF bestimmt. Die Füllfaktoren FF der berechneten Hellkennlinien sind ebenfalls in den Abbildungen 5.13 (c) und 5.13 (f) jeweils in rot dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass der Füllfaktor FF und somit auch der Wirkungsgrad η der mikrokristallinen Solarzelle deutlich stärker durch die Strukturierung beeinflusst wird, als dies bei der amorphen Solarzelle der Fall ist. Es ergibt sich durchschnittlich ein absoluter Füllfaktorverlust von $-0.063\%/mm$ für die mikrokristalline Zelle und von $-0.025\%/mm$ für die amorphe Zelle. Der jeweilige Verlauf der gemessenen und berechneten Füllfaktoren FF ist bis auf einen Offset nahezu identisch. Der Offset entsteht, da ein konstanter Photostrom I_{ph} für die Berechnungen der Hellkennlinien angenommen wurde. Der Photostrom I_{ph} ist jedoch durch die driftbasierte Ladungstrennung spannungsabhängig (vgl. Abschnitt 2.1). Der Photostrom mikrokristalliner Solarzellen ist ebenfalls spannungsabhängig [21], auch wenn der Effekt dort geringer ist. Dies wird durch den kleineren Offset zwischen berechnetem und gemessenem Füllfaktor FF bei der mikrokristallinen Solarzelle bestätigt.

Da für die amorphe Solarzelle und die mikrokristalline Solarzelle der jeweilige Verlauf der gemessenen und berechneten Füllfaktoren FF bis auf einen Offset nahezu gleich ist, kann gefolgert werden, dass der Füllfaktorverlust nahezu ausschließlich auf den Anstieg des Dunkelstroms zurückzuführen ist. Dies erklärt auch den stärkeren Abfall des gemessenen Füllfaktors FF der mikrokristallinen Solarzelle, da diese für $U > 0$

ebenfalls einen stärkeren Anstieg des Dunkelstroms zu verzeichnen hatte. Aufgrund der Ergebnisse scheinen im Randbereich des Strukturierungsgrabens entstehende Defekte auf den Rest der Solarzelle nur einen vernachlässigbaren Einfluss zu besitzen. Dies ist aufgrund des PIN-Konzeptes sowie des geringen $\mu\tau$ -Produktes der photogenerierten Ladungsträger in Dünnschichtsilizium auch zu erwarten.

In den folgenden Abschnitten wird der Einfluss der Pulsdauer τ_{Puls} und der Wellenlänge λ auf die Rückkontaktstrukturierung diskutiert. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die bisher durchgeführten Experimente, sowie über die im Folgenden dargestellten Experimente. Die wesentlichsten Änderungen gegenüber dem Standardprozess (Parametersatz 1) sind explizit hervorgehoben.

5.2.2 Einfluss der Pulsdauer

Dieser Abschnitt betrachtet den Einfluss der Pulsdauer τ_{Puls} auf die elektrischen Eigenschaften von amorphen und mikrokristallinen Solarzellen nach der Rückkontaktstrukturierung. Die Pulsdauer τ_{Puls} bestimmt insbesondere die thermische Eindringtiefe l_{th} (vgl. Gleichung (2.36)) und hierüber die Größe der wärmebeeinflussten Zone. Die Größe der wärmebeeinflussten Zone wirkt sich möglicherweise maßgeblich auf die elektrische Qualität einer strukturierten Zelle aus. Für die Untersuchungen wurde der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser verwendet, der eine Pulsdauer τ_{Puls} zwischen 80 ns und 600 ns besitzt. Diese liegt somit mehr als eine Größenordnung über der Pulsdauer τ_{Puls} des Standardprozesses (7-15 ns).

Tab. 5.1: Überblick über die Parametersätze, die zur Strukturierung des Rückkontaktes von amorphen und von mikrokristallinen Solarzellen eingesetzt wurden. Die wesentlichsten Änderungen gegenüber dem Standardprozess (Parametersatz 1) sind jeweils hervorgehoben.

Parametersatz	Wellenlänge λ	Pulsenergie \bar{E}_{Puls}	Pulsdauer τ_{Puls}
1	532 nm	24.5 μJ	7-15 ns
2	532 nm	26 μJ	120 ns
3	532 nm	140 μJ	100 ns
4	532 nm	60 μJ	110 ns
5	1064 nm	20 μJ	23 ns
6	1064 nm	30 μJ	19 ns
7	355 nm	16.3 μJ	6 ns

Es wurden je Zelltyp drei unterschiedliche Pulsenergien \bar{E}_{Puls} getestet. Die erste Pulsenergie \bar{E}_{Puls} entsprach mit $26 \mu\text{J}$ in etwa der Pulsenergie, die auch bei der Strukturierung mit dem Standardprozess verwendet wurde. Bei dieser Energie stellte sich eine Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 120 \text{ ns}$ ein, was zu einer Pulsspitzenleistung $\bar{P}_{\text{Puls}} = 220 \text{ W}$ führt. Dieser Wert liegt weit unter der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} des Standardprozesses, die bei $\bar{P}_{\text{Puls}} \approx 2500 - 3000 \text{ W}$ liegt.

Als zweite getestete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} wurde die maximal vom Laser zur Verfügung gestellte Pulsenergie $E_{\text{Puls}} = 140 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 100 \text{ ns}$ verwendet. Die hierbei erzielte Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} von ungefähr 1400 W liegt in der Größenordnung der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} , die auch beim Standardprozess eingesetzt wird.

Die dritte verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} entsprach $60 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 110 \text{ ns}$. Sowohl die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} als auch die Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} lag somit zwischen den jeweiligen Werten der beiden anderen Versuchsreihen. Alle Versuche wurden bei einer Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 4 \text{ kHz}$ und mit einer Geschwindigkeit $v_{x,y}$ zwischen 165 mm/s und 225 mm/s durchgeführt.

Variation der Pulsdauer bei vergleichbarer Pulsenergie

Der Einsatz der im Standardprozess verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} führt im Falle von amorphem Silizium zu einer vollständigen Ablation des Silizium-Rückkontak-Verbundes. Abbildung 5.14 (a) zeigt von einer a-Si:H-Zelle die Dunkelkennlinie vor (schwarz) und nach (rot) Strukturierung. Die effektive Länge $l_{\text{BC, Graben}}$ des Strukturierungsgrabens betrug 10 mm .

Es ist zu erkennen, dass durch die Strukturierung der Dunkelstrom I_d der Zelle für negative Spannungen und kleine positive Spannungen drastisch angestiegen ist. Der Dunkelstrom I_d ist im beeinflussten Bereich der Kennlinie, verglichen mit dem Standardprozess, um mehr als eine Zehnerpotenz stärker angestiegen. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}} / l_{\text{BC, Graben}}$ von $13.3 \mu\text{A/mm}$.

Abbildung 5.14 (b) zeigt eine thermographische Aufnahme der strukturierten Zelle aus Abbildung 5.14 (a). Die Aufnahme wurde bei einem Dunkelstrom $I_d = 20 \text{ mA}$ in Vorwärtsrichtung erstellt. Die quadratische Geometrie der Zelle ist erkennbar. Der Zellrand ist durch Pfeile gekennzeichnet. Im Bereich der Strukturierung entwickelt sich im Vergleich zum Rest der Zelle mehr Wärme. Dies deutet auf erhöhten Stromfluss im strukturierten Bereich hin.

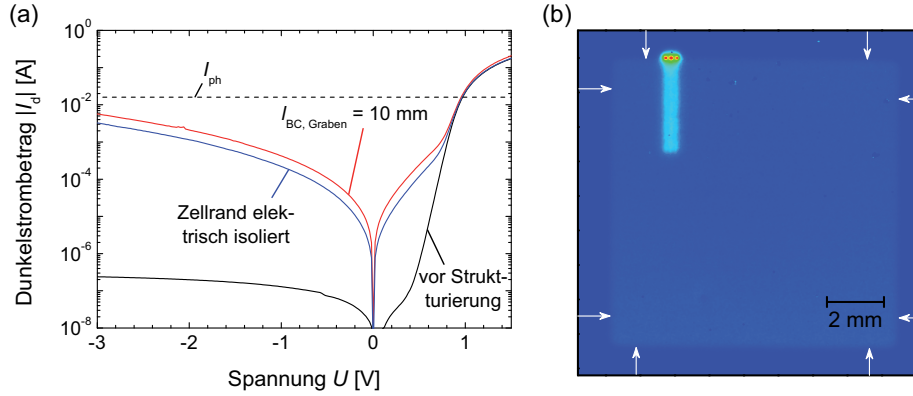


Abb. 5.14: (a) Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor (schwarz) und nach (rot) Rückkontaktstrukturierung. Die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} betrug $26 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 120 \text{ ns}$ und einer Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ liegt bei 10 mm . Aufgrund von erhöhtem Stromfluss im Randbereich der Zelle wurde dieser für weitere Charakterisierungen mit dem Standardprozess isoliert. Danach ergab sich ein leicht geringerer Dunkelstrom I_d (blau). (b) Thermographische Aufnahme der amorphen Zelle aus (a) bei einem Dunkelstrom $I_d = 20 \text{ mA}$. Im gesamten Strukturierungsbereich und insbesondere in der Randregion ist eine erhöhte Wärmeentwicklung sichtbar. Der Zellrand ist durch Pfeile gekennzeichnet.

Auffällig ist der Rand der Zelle, über den die Strukturierungsgräben in den aktiven Bereich der Zelle hineinführen. Hier ist eine nochmals deutlich stärkere Wärmeentwicklung zu erkennen.

Um zu untersuchen, ob der Dunkelstromanstieg hauptsächlich durch einen erhöhten Stromfluss an dem zuvor genannten Rand der Zelle hervorgerufen wird, wurde mit dem Standardprozess dieser Rand elektrisch vom Rest der Zelle isoliert. Die sich nach der Isolation des Randes ergebende Dunkelkennlinie der Zelle ist ebenfalls in Abbildung 5.14 (a) in blau dargestellt. Verglichen zu der Dunkelkennlinie, die die Zelle vor Isolierung des Randbereichs besaß, ergibt sich eine Reduzierung des Dunkelstroms I_d um einen Faktor zwischen 1.8 und 2.5, die längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}} / l_{\text{BC, Graben}}$ beträgt $6.1 \mu\text{A/mm}$. Das bedeutet, dass ca. die Hälfte des Stromanstiegs auf die Strukturierung des Zellrandes zurückzuführen ist. Allerdings besitzt auch die Strukturierung im inneren Bereich der Zelle eine schlechte elektrische Qualität, was an der starken Erhöhung des Dunkelstroms auch nach Isolierung des Zellrandes erkennbar ist.

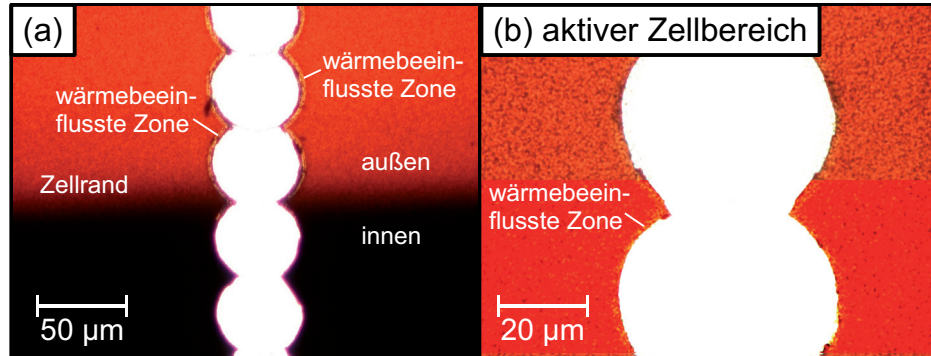


Abb. 5.15: Mikroskopaufnahmen einer amorphen Zelle strukturiert mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 26 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 120 \text{ ns}$ und $\lambda = 532 \text{ nm}$ im Durchlichtmodus. (a) Im Übergang zum aktiven Bereich der Zelle ist eine deutlich ausgeprägte wärmebeeinflusste Zone mit einer Breite von ca. $3 \mu\text{m}$ erkennbar. (b) Im inneren des aktiven Bereichs liegt eine weniger ausgeprägte wärmebeeinflusste Zone mit einer Breite von ca. $1.5 \mu\text{m}$ vor. Vor der Aufnahme wurde der Rückkontakt entfernt.

Abbildung 5.15 (a) zeigt die Lichtmikroskopaufnahme eines Strukturierungsgrabens, gelegen im Randbereich der vorher beschriebenen Zelle, und Abbildung 5.15 (b) zeigt die Aufnahme eines Grabens, gelegen im mittleren Bereich der Zelle. Die Aufnahmen wurden im Durchlichtmodus gemacht. Um im mittleren Bereich der Zelle eine Information über die Struktur des Siliziums unter der Rückkontaktschicht zu erhalten, wurde der Rückkontakt vor der Aufnahme nasschemisch entfernt.

Abbildung 5.15 (a) zeigt, dass die Laserablation außerhalb der Zelle eine große wärmebeeinflusste Zone mit einer Breite von ca. $3 \mu\text{m}$ im Silizium hervorgerufen hat. Die wärmebeeinflusste Zone stellt sich in der Abbildung als Saum um die einzelnen Ablationskrater dar. Durch Ausläufer des Rückkontaktes ist die wärmebeeinflusste Zone mit dem aktiven Bereich der Zelle elektrisch verbunden.

Im aktiven Bereich der Zelle (Abb. 5.15 (b)) ist eine deutlich kleinere wärmebeeinflusste Zone mit einer Breite von ca. $1.5 \mu\text{m}$ vorhanden. Um diese Zone besser sichtbar zu machen, wurde im unteren Bereich der Abbildung der Kontrast der Aufnahme erhöht. Der Grund für die erheblich kleinere wärmebeeinflusste Zone ist wahrscheinlich das Vorhandensein des Rückkontaktes. Dieser ist thermisch sehr gut leitfähig und führt zu einer effektiven Kühlung des Randbereichs des Strukturierungsgrabens. Somit ist der in dem Thermographiebild 5.14 (b) erkennbare erhöhte Stromfluss im Randbereich der Zelle vermutlich auf eine größere wärmebeeinflusste Zone zurückzuführen.

Der Einsatz der im Standardprozess verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} führt bei der Bearbeitung von mikrokristallinem Silizium dazu, dass keine Ablation des Silizium-Rückkontakt-Verbundes stattfindet. Durch die lange Pulsdauer τ_{Puls} des Nd:YAG-Lasers verliert ein hiermit bearbeiteter Bereich über Wärmediffusion mehr Energie als ein mit dem Standardprozess bearbeiteter Bereich. Der höhere Energieverlust führt dazu, dass entweder kein zur Ablation benötigter Dampfdruck entsteht oder dass nur ein für die Ablation zu kleines Gasvolumen zur Verfügung steht.

Es ist hierbei zu berücksichtigen, dass der verwendete Laser neben der längeren Pulsdauer τ_{Puls} auch eine andere Fokuseometrie besitzt. Jedoch ist durch die Verwendung einer größeren Lochblende (3 mm statt 2 mm beim Standardprozess) der Fokusedurchmesser w_{Puls} wahrscheinlich geringer als beim Standardprozess. Deshalb kann die unterbliebene Ablation nicht durch eine, verglichen zum Standardprozess, geringere Energiedichte erklärt werden.

Verlängerte Pulsdauer bei maximaler Pulsspitzenleistung

Bei Verwendung einer Pulsspitzenleistung $\bar{P}_{\text{Puls}} = 1400 \text{ W}$ - diese liegt in etwa in der Größenordnung der Pulsspitzenleistung \bar{P}_{Puls} des Standardprozesses - findet sowohl bei Bearbeitung von amorphem Silizium als auch bei Bearbeitung von mikrokristallinem Silizium eine Ablation des Silizium-Rückkontakt-Systems statt. Analog zum Standardprozess wurde der Einfluss der Rückkontaktstrukturierung auf die elektrischen Eigenschaften anhand von Dunkelkennlinien bestimmt. Die Kennlinien wurden ebenfalls für unterschiedliche effektive Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ gemessen. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ wurde während des Experimentes von anfangs 10 mm auf maximal 100 mm erhöht.

Im Falle von amorphem Silizium hat sich ein sehr starker Anstieg des Dunkelstroms I_d durch die Strukturierung ergeben. Abbildung 5.16 (a) zeigt Dunkelkennlinien der Probe vor (schwarz) und nach (farbig) Strukturierung. Die sich einstellenden Dunkelströme I_d liegen im durch die Strukturierung beeinflussten Bereich der Kennlinie rund zweieinhalb bis drei Größenordnungen über denen des Standardprozesses. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}} / l_{\text{BC, Graben}}$ von $256 \mu\text{A/mm}$. Die Kennlinie ist bereits nach einer Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}$ in einem Stromniveau beeinflusst, das dem Niveau des Photostroms I_{ph} einer amorphen Solarzelle entspricht.

Die diodentypische Sperrcharakteristik der Solarzelle für negative Spannungen ist durch die Strukturierung vollständig verloren gegangen. Auffällig sind die bei verschiedenen Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ stark unterschiedlichen Stromwerte I_d für Spannungen

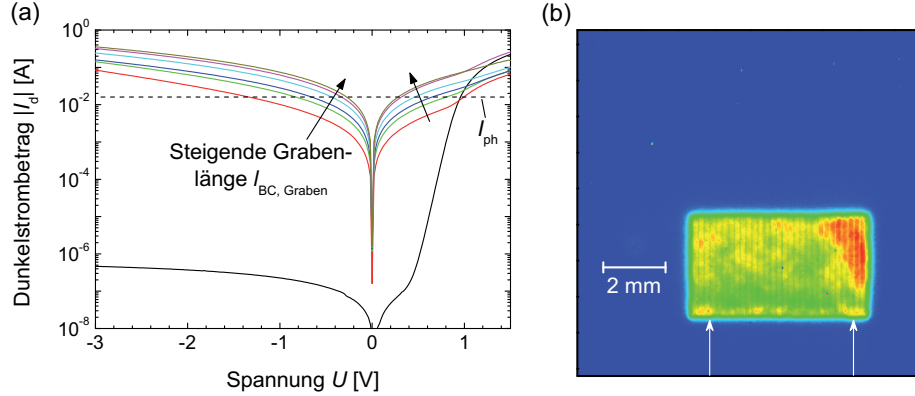


Abb. 5.16: (a) Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 140 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 100 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}, 20 \text{ mm}, 30 \text{ mm}, 53.3 \text{ mm}, 76.7 \text{ mm}$ und 100 mm . Durch den Strukturierungsprozess wird die Solarzelle deutlich beschädigt. (b) Thermographische Analyse der Zelle aus (a) bei einem Dunkelstrom $I_d = 25 \text{ mA}$. Im gesamten Strukturierungsbereich ergibt sich ein deutlich erhöhter Stromfluss. Der Zellrand ist durch Pfeile gekennzeichnet.

$U > 1 \text{ V}$ (Serienwiderstandsbereich). Die variierenden Stromwerte sind wahrscheinlich auf unterschiedlich gute elektrische Kontakte zu den Messstiften zurückzuführen. Die Kontaktwiderstände können aufgrund der ZnO-Schutzschicht von Messung zu Messung variieren.

In Abbildung 5.16 (b) ist eine Thermographieaufnahme der Probe dargestellt. Die Messung wurde bei einem Dunkelstrom $I_d = 25 \text{ mA}$ in Vorwärtsrichtung durchgeführt. Der gesamte Strom fließt hierbei nahezu ausschließlich durch den strukturierten Bereich, so dass der Umriss der Zelle nicht sichtbar wird. Im Bereich der Strukturierung treten keine stark lokalisierten Hot-Spots auf. Trotz leichter Temperaturschwankungen ergibt sich im gesamten Bereich eine starke Wärmeentwicklung. Auffällig ist auch hier der Übergang der Strukturierungsgräben in den aktiven Bereich der Zelle. Dieser Übergang weist ein deutlich stärkeres Temperatursignal auf, als benachbarte Regionen im aktiven Bereich der Zelle. Dies deutet darauf hin, dass auch hier der Rückkontakt zu einer Kühlung des Grabenrandes während der Ablation führt.

Abbildung 5.17 (a) zeigt eine REM-Aufnahme des Strukturierungsgrabens. Es ist zu erkennen, dass durch den großen Energieeintrag in der Mitte der Ablationskrater das TCO geschädigt wurde. In Abbildung 5.17 (b) ist eine Ausschnittsvergrößerung des

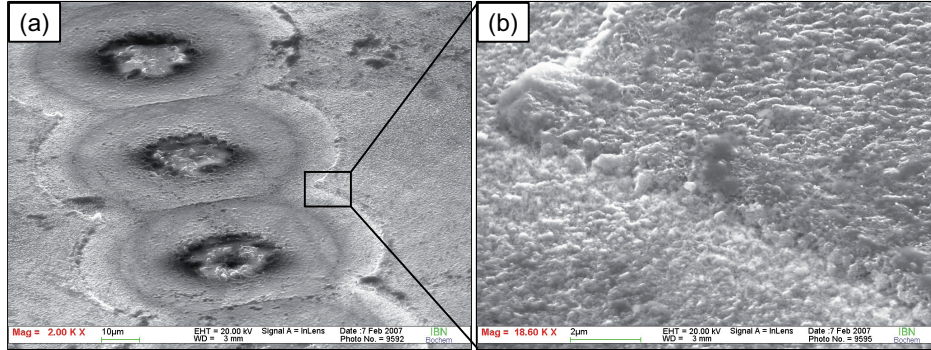


Abb. 5.17: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der amorphen Solarzelle, strukturiert mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 140 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 100 \text{ns}$ und $\lambda = 532 \text{nm}$. (a) In den Zentren der Ablationskrater hat eine Schädigung des TCOs stattgefunden. (b) Die Ablationskante im Randbereich zeigt keine klare Struktur, stattdessen ist das gesamte Schichtsystem miteinander verschmolzen.

Grabenrandes abgebildet. An der Ablationskante entsteht im Vergleich zum Standardprozess (Abb. 5.8 (a) und 5.8 (b)) kein sauberer Abtrag des Silizium-Rückkontakt-Systems. Stattdessen ist das komplette Schichtsystem miteinander verschmolzen. Hierdurch kommt es zu einem elektrischen Kontakt zwischen Front- und Rückkontakt entlang des gesamten Strukturierungsgrabens. Das erklärt den starken Dunkelstromanstieg.

Bei mikrokristallinem Silizium zeigt sich ebenfalls ein starker Anstieg des Dunkelstroms I_d nach der Rückkontaktstrukturierung. Allerdings fällt dieser Anstieg, verglichen zu der amorphen Probe, deutlich geringer aus. Abbildung 5.18 (a) zeigt Dunkelkennlinien der Probe vor (schwarz) und nach (farbig) Strukturierung. Verglichen mit dem Standardprozess (Abb. 5.9) steigt der Strom im beeinflussten Bereich der Dunkelkennlinie eine halbe bis anderthalb Größenordnungen stärker an. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4\text{V}} / l_{\text{BC, Graben}}$ von $76 \mu\text{A}/\text{mm}$.

Abbildung 5.18 (b) zeigt eine Thermographieaufnahme der mikrokristallinen Probe nach der Rückkontaktstrukturierung. Die Messung wurde analog dem Vorgehen bei der amorphen Probe bei einem Dunkelstrom $I_d = 25 \text{mA}$ in Vorwärtsrichtung durchgeführt. Da durch die Strukturierung des Rückkontaktes der Dunkelstrom I_d der mikrokristallinen Zelle nicht so stark angestiegen ist, wie der Dunkelstrom I_d der amorphen Zelle, muss ein Teil der 25mA durch den nicht strukturierten Bereich der Zelle fließen. Deshalb ist die gesamte Zelle in der Thermographiemessung sichtbar.

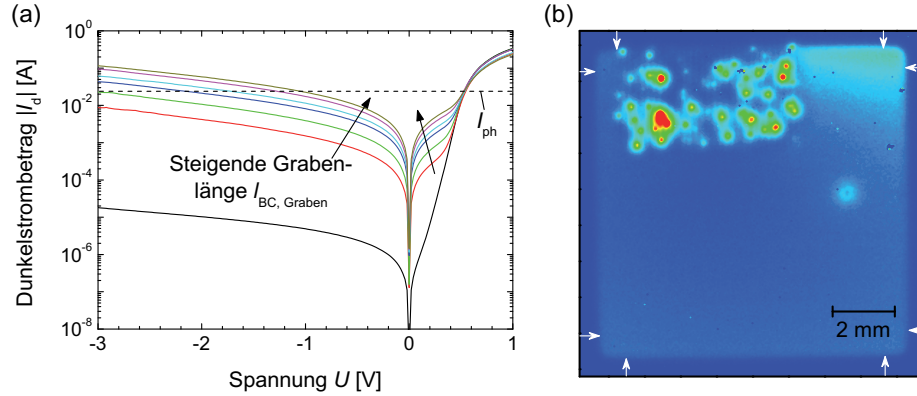


Abb. 5.18: (a) Dunkelkennlinien einer mikrokristallinen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 140 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 100 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}$, 20 mm , 30 mm , 53.3 mm , 76.7 mm und 100 mm . Durch den Strukturierungsprozess wird die Solarzelle weniger stark geschädigt als die amorphe Solarzelle. (b) Thermographische Analyse der Zelle aus (a) bei einem Dunkelstrom $I_d = 25 \text{ mA}$. Es treten lediglich vereinzelte Hot-Spots auf. Der Zellrand ist durch Pfeile gekennzeichnet.

Überraschenderweise sind die Shuntstellen im Bereich der Strukturierung nicht homogen verteilt. Stattdessen zeigen sich vereinzelte Hot-Spots. Führt man eine thermographische Analyse des strukturierten Bereichs für negative Spannungen durch (nicht dargestellt), so ergeben sich dieselben Hot-Spots und dementsprechend dieselben Strompfade. Möglicherweise treten bei der mikrokristallinen Probe aufgrund der größeren Schichtdicke nur punktuell Verschmelzungen des gesamten Schichtsystems auf, was den nur lokal stark erhöhten Stromfluss erklären würde.

Bei Verwendung einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 60 \mu\text{J}$ stellen sich sowohl für amorphes als auch für mikrokristallines Silizium Ergebnisse ein, die vergleichbar mit denen sind, die sich bei Verwendung der maximalen Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 140 \mu\text{J}$ ergeben. Aufgrund dessen wird auf die Ergebnisse nicht weiter eingegangen.

Um die Unterschiede zwischen den Ergebnissen des Standardprozesses und den Ergebnissen, erzielt mit einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 100 \text{ ns}$ bis 120 ns , besser zu verstehen, sollte nicht nur die reine Pulsdauer τ_{Puls} , sondern auch der zeitliche Verlauf der Pulse betrachtet werden.

Abbildung 5.19 zeigt im Vergleich den zeitlichen Intensitätsverlauf eines Laserpulses des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (schwarz) sowie den Verlauf eines Laserpulses des

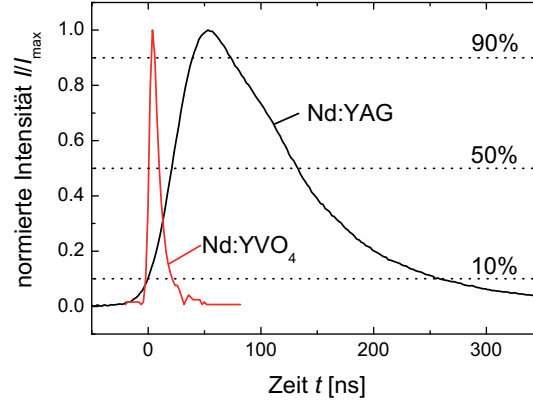


Abb. 5.19: Zeitlicher Verlauf der Laserintensität des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (schwarz), sowie des frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Lasers, Typ RSY20E SHG (rot). Die Anstiegszeit $\tau_{10\% \rightarrow 90\%} \approx 40 \text{ ns}$ des Nd:YAG-Lasers ist bereits größer als die gesamte Pulsdauer τ_{Puls} des Nd:YVO₄-Lasers.

frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Lasers, Typ RSY20E SHG (rot). Der Intensitätsverlauf des RSY20E SHG ist vergleichbar mit dem Intensitätsverlauf des RSY10E SHG, der für die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Untersuchungen des Standardprozesses verwendet wurde.

Es ist zu erkennen, dass die Pulsanstiegszeit $\tau_{10\% \rightarrow 90\%} \approx 40 \text{ ns}$ des Nd:YAG-Lasers größer ist, als die Pulsdauer τ_{Puls} des Nd:YVO₄-Lasers. Damit kann es während der Anstiegszeit $\tau_{10\% \rightarrow 90\%}$ der Pulse des Nd:YAG-Lasers zu einer starken Wärmediffusion in umliegende Gebiete kommen, bevor die Ablation eintritt. Die sehr ausgeprägte Abfallzeit $\tau_{90\% \rightarrow 10\%} \approx 196 \text{ ns}$ führt außerdem zu einem Nachheizen der Randbereiche des Ablationsgrabens. Beides kann zu dem beobachteten Schmelzen des Silizium-Rückkontakt-Systems bzw. zu einer großen wärmebeeinflussten Zone führen.

5.2.3 Variation der Wellenlänge

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Laserwellenlänge λ auf die Ablation des Rückkontaktsystems von amorphen Solarzellen auf SnO₂-Substraten und mikrokristallinen Solarzellen auf ZnO-Substraten untersucht. Die Wellenlänge λ bestimmt über den Absorptionskoeffizient α die optische Eindringtiefe $\delta_{\text{opt}} = 1/\alpha$ der Strahlung (vgl. Abb. 2.13) und somit den Ort der Energiedeposition. Dies gilt, solange keine nichtlinearen optischen Effekte die Absorption verstärken.

Für kleinere Wellenlängen λ und dementsprechend größere Absorptionskoeffizienten α wird die Energie nahe am TCO-Silizium-Interface absorbiert. Für große Wellenlängen λ hingegen erstreckt sich die Absorption über einen größeren Bereich der Absorberschicht. Es ist zu erwarten, dass der Ort der Energiedeposition einen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften nach der Rückkontaktstrukturierung besitzt.

Für die Untersuchungen wurde der bei seiner Fundamentalwellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ arbeitende Nd:YVO₄-Laser (RSY10E) sowie der frequenzverdreifachte Nd:YVO₄-Laser (RSY20E THG) mit einer Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$ verwendet. Der RSY10E-Laser wurde hierbei mit einer 8 mm-Blende betrieben, wohingegen beim RSY20E THG eine 2 mm-Blende zum Einsatz kam. Analog zum Standardprozess wurde der Einfluss der Strukturierung für unterschiedliche effektive Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ anhand von Dunkelkennlinien bestimmt.

Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$

Für die Strukturierung des Rückkontaktes mit einer Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ wurden zwei unterschiedliche Pulsenergien \bar{E}_{Puls} verwendet. Mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \text{ }\mu\text{J}$ wurde eine Pulsenergie eingesetzt, die vergleichbar mit der Pulsenergie des Standardprozesses ist. Die Pulsdauer τ_{Puls} beträgt hierbei ca. 23 ns. Die zweite verwendete Pulsenergie liegt mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 30 \text{ }\mu\text{J}$ leicht über der des Standardprozess. Hierbei ergibt sich eine Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 18.5 \text{ ns}$. Die Pulswiederholrate f_{Puls} betrug konstant 10 kHz und die Verfahrensgeschwindigkeit $v_{x,y}$ lag zwischen 380 mm/s und 450 mm/s.

Abbildung 5.20 (a) zeigt für unterschiedliche Grabenlängen $l_{\text{BC, Graben}}$ die Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) des Rückkontaktes. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ wurde während des Experimentes von anfangs 10 mm auf maximal 100 mm erhöht. Die Strukturierung wurde mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \text{ }\mu\text{J}$ und einer Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ durchgeführt.

Es ist zu erkennen, dass bereits nach einer effektiven Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}$ (rote Kurve) die typische Solarzellencharakteristik vollkommen verloren gegangen ist. Das Bauelement verhält sich für positive und negative Spannungen nahezu identisch. Verglichen mit dem Standardprozess ist der Stromanstieg, hervorgerufen durch die Strukturierung, um ca. zweieinhalb Zehnerpotenzen stärker ausgeprägt. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_{\text{d}}^{+0.4\text{V}}/l_{\text{BC, Graben}}$ von $172 \text{ }\mu\text{A/mm}$. Auffällig sind zudem die erneut starken Unterschiede im Dunkelstrom I_{d} für Spannungen $U >$

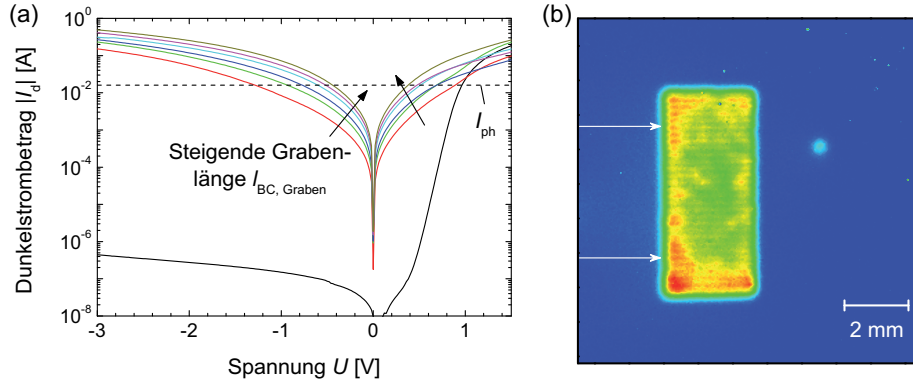


Abb. 5.20: (a) Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) mit $\bar{E}_{Puls} = 20 \mu J$, $\tau_{Puls} = 23 ns$, $\lambda = 1064 nm$ und $l_{BC, Graben} = 10 mm, 20 mm, 30 mm, 53.3 mm, 76.7 mm$ und $100 mm$. Durch den Strukturierungsprozess wird die Solarzelle deutlich beschädigt. (b) Thermographische Analyse der Zelle aus (a) bei einem Dunkelstrom $I_d = 20 mA$. Im gesamten Strukturierungsbereich ergibt sich ein deutlich erhöhter Stromfluss. Der Zellrand ist durch Pfeile gekennzeichnet.

1 V. Diese sind auch hier wahrscheinlich auf zwischen Messstift und Rückkontakt variierende Kontaktwiderstände zurückzuführen.

Abbildung 5.20 (b) zeigt die thermographische Aufnahme einer analog zu der Solarzelle aus Abbildung 5.20 (a) prozessierten Solarzelle nach der Strukturierung. Die Messung wurde bei einem Vorwärtsstrom $I_d = 20 mA$ durchgeführt. Der Stromfluss ist im gesamten Strukturierungsbereich deutlich erhöht. Rechts neben dem Strukturierungsbereich ist eine weitere Wärmequelle zu sehen. Hierbei handelt es sich um den Messstift, der den Rückkontakt der Zelle kontaktiert. Die elektrischen Eigenschaften der Zelle sowie die Verteilung des Stromes nach Rückkontaktstrukturierung sind nahezu identisch mit den jeweiligen Eigenschaften der amorphen Solarzelle, die mit $\tau_{Puls} = 100 ns$, $\bar{E}_{Puls} = 140 \mu J$ und $\lambda = 532 nm$ strukturiert wurde (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Eine REM-Aufnahme des Strukturierungsgrabens der Probe aus Abbildung 5.20 (a) ist in Abbildung 5.21 (a) dargestellt. Es zeigt sich, dass innerhalb des Grabens vereinzelt Reste des Siliziums vorhanden sind. Der Grabenrandbereich weist eine nicht sauber definierte Struktur auf. Häufig ist das Schichtsystem am Rand deutlich vom Substrat abgehoben.

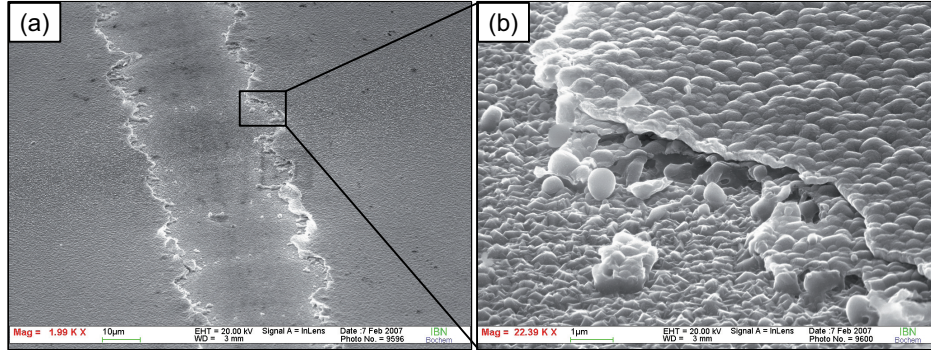


Abb. 5.21: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der amorphen Solarzelle, strukturiert mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 23 \text{ ns}$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$. (a) Innerhalb des Grabens bleiben vereinzelt Siliziumreste zurück. (b) Die Ablationskante im Randbereich ist nicht klar definiert, die einzelnen Schichten reißen willkürlich ab. Siliziumreste auf dem TCO zeigen keine typischen Anzeichen einer Schmelze.

Die Vergrößerung des Grabenrandbereichs (Abb. 5.21 (b)) zeigt, dass keine saubere Ablationskante existiert. Stattdessen sind die einzelnen Schichten scheinbar willkürlich aus dem Schichtsystem herausgebrochen. Teilweise resultieren hieraus frei über dem Frontkontakt schwebende Rückkontaktbereiche. Stellenweise ist der Rückkontakt jedoch großflächiger abgerissen als das darunter liegende Silizium.

Die optische Eindringtiefe δ_{opt} beträgt im Falle von amorphem Silizium ca. $670 \mu\text{m}$ für eine Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Die Eindringtiefe δ_{opt} liegt somit mehrere Größenordnungen über der Schichtdicke des Siliziums. Dementsprechend wird bei einfachem Durchlauf in der Siliziumschicht weniger als 0.5% der Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} absorbiert. Dies gilt, sofern keine nichtlinearen optischen Effekte die Absorption erhöhen. Geht man von der Annahme aus, dass am Rückkontakt die Laserstrahlung perfekt reflektiert wird, so verdoppelt sich grob die absorbierte Energie E_{abs} . Auch bei perfekter Reflexion liegt die absorbierte Energie E_{abs} bei lediglich ca. 20 nJ . Bei dieser Abschätzung wurde eine Absorption im TCO vernachlässigt.

Die im Silizium absorbierte Energie $E_{\text{abs}} = 20 \text{ nJ}$ liegt weit unter der Energie, die für eine Ablation benötigt wird [47]. Dass trotzdem eine Ablation stattfindet, liegt möglicherweise daran, dass die benötigte Energie über Wärmediffusion aus der SnO_2 -Schicht kommt. Die SnO_2 -Schicht absorbiert mit einem Absorptionskoeffizienten $\alpha = 1065 \text{ cm}^{-1}$ bei einfachem Durchlauf ca. 8.6% der eingestrahlten Energie, was ca. $1.7 \mu\text{J}$ entspricht. Unter der Annahme der perfekten Reflexion am Rückkontakt erhöht sich die im SnO_2 absorbierte Energie E_{abs} auf ca. $3.4 \mu\text{J}$.

Die Ablation des Schichtsystems könnte durch Diffusion und Akkumulation von Wasserstoff an der SnO_2 -Silizium-Grenzfläche erfolgen (vgl. Abschnitt 4.6). Eine starke Wasserstoffdiffusion tritt bereits vor Erreichen der Schmelztemperatur T_{melt} des Siliziums ein [90]. Dieser Ablationsmechanismus würde somit erklären, warum einige der Siliziumreste im Graben keinerlei Anzeichen eines Schmelzvorganges aufweisen. Da der Wasserstoff auch an der Silizium-Rückkontakt-Grenzfläche akkumulieren kann, könnte er zudem das teilweise Ablösen des Rückkontaktes vom Silizium verursachen.

Falls die zur Ablation benötigte Energie durch Wärmediffusion aus dem SnO_2 stammt, ist davon auszugehen, dass das nicht ablatierte Silizium in einem großen Bereich thermisch beeinflusst wurde. Dies kann zu dem enormen Anstieg des Dunkelstroms I_d führen. Eine weitere Ursache des Stromanstiegs können die in den REM-Aufnahmen erkennbaren frei schwebenden Rückkontaktbereiche sein. Diese können eine direkte elektrische Verbindung zum Frontkontakt herstellen.

Bei der Strukturierung des amorphen Siliziums mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{J}$ ergeben sich nahezu identische Ergebnisse. Deshalb wird dieser Prozess nicht genauer betrachtet.

Abbildung 5.22 (a) zeigt farbig die Dunkelkennlinien mehrerer mikrokristalliner Solarzellen nach der Rückkontaktstrukturierung mit dem RSY10E-Laser. Als Referenz

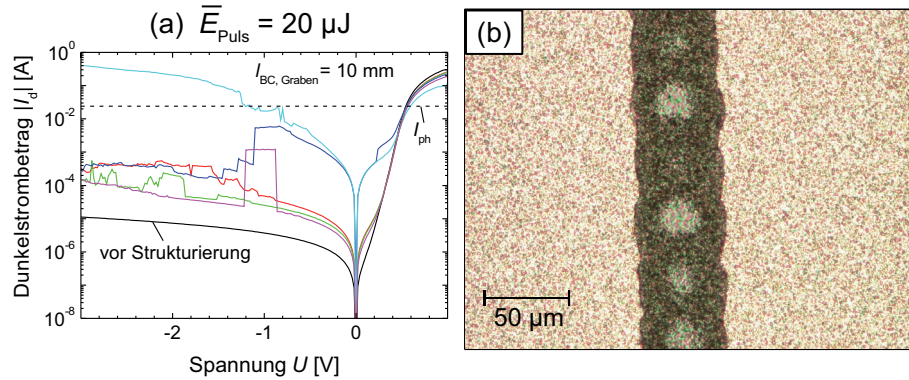


Abb. 5.22: (a) Dunkelkennlinien mehrerer mikrokristalliner Solarzellen vor (schwarz) und nach (farbig) Rückkontaktstrukturierung mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 23 \text{ ns}$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ beträgt jeweils 10 mm . Die Strukturierung führt zu nicht reproduzierbaren Ergebnissen. Gelegentlich tritt eine starke Beschädigung der Zellen auf. (b) Lichtmikroskopaufnahme eines Strukturierungsgrabens einer der Zellen aus (a). Der Graben zeigt deutliche Schwankungen von Laserpuls zu Laserpuls.

ist zudem die Dunkelkennlinie einer unstrukturierten Zelle in schwarz abgebildet. Die Strukturierung wurde mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$ durchgeführt. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ betrug jeweils 10 mm.

Es zeigt sich, dass der verwendete Prozess einen nicht reproduzierbaren Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der Zellen besitzt. Für einige Zellen ist der Anstieg des Dunkelstroms I_d , insbesondere bei positiven Spannungen, weniger stark ausgeprägt als beim Standardprozess. Hierbei ergibt sich bei einer Spannung $U = 0.4 \text{ V}$ teilweise keine Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}}$. Für andere Fälle hingegen liegt ein Anstieg des Dunkelstroms I_d vor, der deutlich stärker ist als beim Standardprozess. Bei diesen Proben ergeben sich längenspezifische Stromänderungen $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}}/l_{\text{BC, Graben}}$ von bis zu $215 \mu\text{A}/\text{mm}$. Zudem weisen die Kennlinien nach der Strukturierung in ihrem Verlauf häufig Sprünge auf. Dies kann durch Entstehung und Ausheilung von Shunts in der durch den Laserprozess vorgeschädigten Halbleiterschicht bedingt sein.

In Abbildung 5.22 (b) ist die Lichtmikroskopaufnahme eines Strukturierungsgrabens im Auflichtmodus dargestellt. Der Strukturierungsgraben gehört zu einer der Zellen aus Abbildung 5.22 (a). Es ist zu erkennen, dass das Ablationsergebnis von Puls zu Puls deutlich fluktuiert. Zudem ist die typisch runde Form der einzelnen Ablationskrater nicht klar definiert. Die Schwankungen im Ablationsergebnis führen höchstwahrscheinlich zu einer lokal nicht ausreichenden Strukturierungsqualität und dadurch zu lokalen elektrischen Kurzschlüssen.

Sofern für die mikrokristallinen Proben die verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} auf $30 \mu\text{J}$ erhöht wird, zeigt sich ein vollständig anderes Verhalten als bei Verwendung einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$. Abbildung 5.23 (a) zeigt die Dunkelkennlinien einer mikrokristallinen Probe vor (schwarz) und nach (farbig) der Rückkontaktstrukturierung mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{J}$. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ wurde während des Experimentes von anfangs 10 mm auf maximal 100 mm erhöht.

Durch die Strukturierung ergibt sich ein Anstieg des Dunkelstroms I_d , der vergleichbar ist mit dem Anstieg, der sich für den Standardprozesses ergibt. Für negative Spannungen ist der Anstieg gegenüber dem Standardprozess geringfügig höher, wohingegen er für positive Spannungen geringer ist. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4 \text{ V}}/l_{\text{BC, Graben}}$ von $3.4 \mu\text{A}/\text{mm}$. Die Form des in Abbildung 5.23 (a) dargestellten Stromanstiegs lässt darauf schließen, dass jeder von der Strukturierung hergestellte Grabenrandbereich die nahezu gleichen elektrischen Eigenschaften aufweist.

Der gegenüber dem Standardprozess geringere Stromanstieg für positive Spannungen verbessert auch die Charakteristik der Solarzelle unter Beleuchtung. So reduziert sich

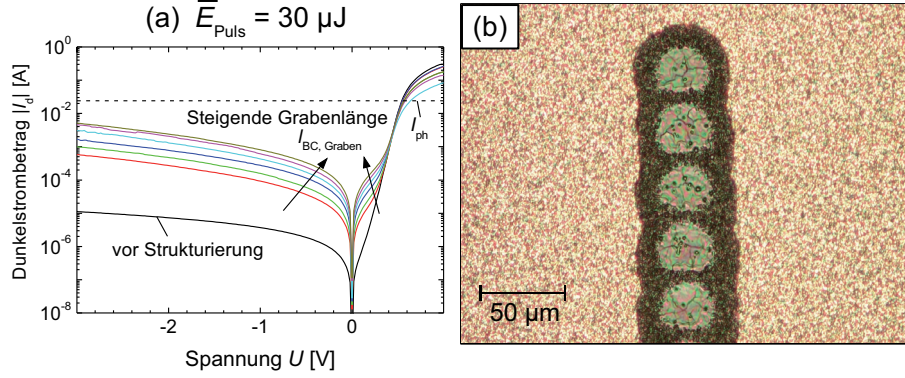


Abb. 5.23: (a) Dunkelkennlinien einer mikrokristallinen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) mit $\bar{E}_{\text{Puls}} = 30 \mu\text{J}$, $\tau_{\text{Puls}} = 18.5 \text{ ns}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und $l_{\text{BC, Graben}} = 10 \text{ mm}, 20 \text{ mm}, 30 \text{ mm}, 53.3 \text{ mm}, 76.7 \text{ mm}$ und 100 mm . Die durch den Strukturierungsprozess hervorgerufenen Änderungen sind vergleichbar mit denen des Standardprozesses. Jedoch ergibt sich für positive Spannungen ein geringerer Dunkelstromanstieg. (b) Lichtmikroskopaufnahme eines Strukturierungsgrabens der Zelle aus (a). In den Zentren der Ablationskrater kommt es zu einer deutlichen TCO-Beschädigung.

der Füllfaktor FF absolut um lediglich 0.033 \%/mm verglichen zu 0.063 \%/mm beim Standardprozess (vgl. Abschnitt 5.2.1).

Abbildung 5.23 (b) zeigt die Lichtmikroskopaufnahme eines Strukturierungsgrabens der Zelle aus Abbildung 5.23 (a) im Auflichtmodus. Es ist zu erkennen, dass im Gegensatz zur Strukturierung mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$ das Abtragsergebnis deutlich homogener ist. Allerdings ergibt sich bei der höheren Pulsenergie ebenfalls eine stärkere Beschädigung des Frontkontaktes. Zudem weist der Rückkontakt ein anderes Abreißverhalten als beim Standardprozess auf. Im Übergangsbereich zwischen zwei Ablationskratern existiert keine klar definierte Spitze (vgl. Abb. 5.3 (a)). Stattdessen reißt der Rückkontakt nahezu geradlinig entlang des Strukturierungsgrabens.

Photonen der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ besitzen eine Energie E_{Photon} , die in der Nähe der Bandlücke des mikrokristallinen Siliziums liegt. Aufgrund dessen ist der Absorptionskoeffizient α für Licht dieser Wellenlänge bei $\mu\text{c-Si:H}$ leicht höher als bei a-Si:H . Zudem besitzt $\mu\text{c-Si:H}$ eine deutlich größere Schichtdicke als a-Si:H . Sofern auch bei den mikrokristallinen Proben ein Teil der zur Ablation benötigten Energie über Wärmediffusion aus dem Frontkontakt stammt, könnte die große Schichtdicke ein Grund für die gute elektrische Qualität der Zellen nach der Rückkontaktstrukturierung sein.

Wie bereits erwähnt, besitzt der Rückkontakt bei der Strukturierung mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ein anders Abreißverhalten als beim Standardprozess. Der Grund hierfür kann der deutlich geringere Absorptionskoeffizient α für Licht der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ sein. Durch den geringen Absorptionskoeffizienten α wird möglicherweise der Rückkontakt stärker aufgeheizt, wodurch er sein Abreißverhalten ändert.

Da der hier betrachtete Prozess eine gute elektrische Qualität bietet, ist er prinzipiell nutzbar zur Rückkontaktstrukturierung von Silizium-Dünnschicht-Solarmodulen. Ein wesentlicher Unterschied zwischen der zur Untersuchung verwendeten Teststruktur und der im Modul verwendeten Rückkontaktstrukturierung liegt darin, dass im Modul das durch den Rückkontaktstrukturierungsprozess freigelegte TCO den gesamten Strom eines Zellstreifens leiten muss. Aufgrund dessen ist es notwendig, dass die Leitfähigkeit des TCOs im Strukturierungsgraben nicht drastisch vermindert wird. Da das Zinkoxid durch die Rückkontaktstrukturierung mit einer Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ beschädigt wird, wurde die Leitfähigkeit der TCO-Schicht nach Strukturierung vermessen. Hierbei hat sich überraschend herausgestellt, dass der Widerstand des TCOs lediglich um $28 \text{ m}\Omega\text{cm}$ zunimmt. Dies ist ein Wert, der für eine Dünnschicht-Solarzelle nicht beachtet werden muss (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$

Die Strukturierung des Rückkontaktes von amorphen Solarzellen mit einer Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$ wurde für unterschiedliche Pulsenergien \bar{E}_{Puls} zwischen $8.2 \mu\text{J}$ und $25.8 \mu\text{J}$ durchgeführt. In diesem Energiebereich wird das Silizium-Rückkontakt-System sauber entfernt, ohne dass eine starke Beschädigung des darunter liegenden SnO_2 eintritt. Messungen haben gezeigt, dass bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 16.3 \mu\text{J}$ lediglich eine Widerstandserhöhung von $3.17 \text{ m}\Omega\text{cm}$ durch die Strukturierung entsteht. Diese Erhöhung ist für eine Silizium-Dünnschicht-Solarzelle unerheblich (vgl. Abschnitt 2.2.2). Grund für die geringe Widerstandserhöhung ist, dass das SnO_2 lediglich ca. 7% der eingestrahlten Laserpulsenergie \bar{E}_{Puls} absorbiert.

Abbildung 5.24 (a) zeigt die Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor (schwarz) und nach (farbig) der Rückkontaktstrukturierung mit einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 16.3 \mu\text{J}$ und einer Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 6 \text{ ns}$. Die effektive Grabenlänge $l_{\text{BC, Graben}}$ wurde während des Experimentes von anfangs 10 mm auf maximal 100 mm erhöht.

Es ist zu erkennen, dass die Strukturierung nur einen geringen Einfluss auf den Verlauf der Dunkelkennlinie besitzt. Es ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_{\text{d}}^{+0.4\text{V}}/l_{\text{BC, Graben}}$ von lediglich 1.7 nA/mm , was praktisch vernachlässigbar ist. Bei

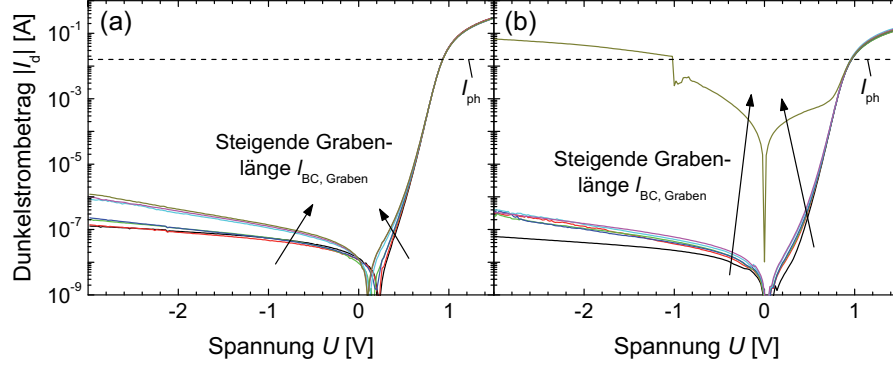


Abb. 5.24: (a) Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) mit $\bar{E}_{Puls} = 16.3 \mu J$, $\tau_{Puls} = 6 ns$, $\lambda = 355 nm$ und $l_{BC, Graben} = 10 mm, 20 mm, 30 mm, 53.3 mm, 76.7 mm$ und $100 mm$. Durch den Strukturierungsprozess ergibt sich lediglich eine sehr geringe Änderung der Dunkelkennlinie. (b) Dunkelkennlinien einer amorphen Solarzelle vor Strukturierung (schwarz) und nach Strukturierung (farbig) ebenfalls mit $\bar{E}_{Puls} = 16.3 \mu J$, $\tau_{Puls} = 6 ns$, $\lambda = 355 nm$ und $l_{BC, Graben} = 10 mm, 20 mm, 30 mm, 53.3 mm, 76.7 mm$ und $100 mm$. Im Gegensatz zur Zelle aus (a) ergibt sich beim letzten Strukturierungsschritt ein schlagartiger Anstieg des Dunkelstroms I_d .

einer effektiven Grabenlänge $l_{BC, Graben} = 10 mm$ (rot) ist die Kennlinie nahezu deckungsgleich mit der Kennlinie vor Strukturierung (schwarz). Nur bei einer Grabenlänge $l_{BC, Graben} = 20 mm$ (grün) und einer Grabenlänge $l_{BC, Graben} = 53 mm$ (hellblau) zeigt sich je eine leichte Erhöhung des Dunkelstroms. Dies deutet darauf hin, dass die Erhöhung des Stroms auf lokale Effekte am Grabenrand zurückzuführen ist. Der auch für unterschiedliche Grabenlängen $l_{BC, Graben}$ sehr geringe Stromanstieg stellt gegenüber dem Standardprozess eine deutliche Verbesserung dar.

In Abbildung 5.24 (b) sind die Dunkelkennlinien einer analog prozessierten amorphen Solarzelle vor (schwarz) und nach (farbig) der Rückkontaktstrukturierung dargestellt. Es zeigt sich, dass nach dem letzten Strukturierungsschritt bei einer effektiven Grabenlänge $l_{BC, Graben} = 100 mm$ (dunkelgelb) ein drastischer Anstieg des Dunkelstroms I_d zu verzeichnen ist. Nach dem letzten Strukturierungsschritt ergibt sich eine längenspezifische Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4V} / l_{BC, Graben}$ von $3.5 \mu A/mm$. Auch andere Proben gleichen Typs, die mit einer Wellenlänge $\lambda = 355 nm$ strukturiert wurden, zeigten im Laufe der Strukturierung des Rückkontaktes einen plötzlichen, starken Anstieg des

Dunkelstroms I_d . Dieses Verhalten wurde unabhängig von der verwendeten Pulsenergie \bar{E}_{Puls} beobachtet.

Der sprunghafte Anstieg des Dunkelstroms I_d lässt auch bei der Probe aus Abbildung 5.24 (b) auf einen lokalen Effekt schließen. Somit können lokale Effekte entweder, wie in Abbildung 5.24 (a) gezeigt, das elektrische Verhalten nur wenig beeinflussen, oder aber, wie in Abbildung 5.24 (b) dargestellt, die I/U-Charakteristik der Solarzelle drastisch ändern.

Bei Proben mit einem drastischen Anstieg des Dunkelstroms I_d konnte mit Hilfe von Thermographiemessungen (nicht dargestellt) nachgewiesen werden, dass der Stromfluss im Grabenrandbereich lokal stark konzentriert ist. Bei der in Abbildung 5.24 (a) dargestellten Probe ist der Stromanstieg allerdings so gering, dass die elektrische Leistung nicht ausreicht, um eine mit der Thermographiekamera messbare Temperaturerhöhung hervorzurufen.

Die Abbildungen 5.25 (a) bis 5.25 (d) zeigen REM-Aufnahmen amorpher Proben, die mit Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$ strukturiert wurden. Für die Strukturierungsgräben der Abbildungen (a), (c) und (d) wurde eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 16.4 \mu\text{J}$ verwendet, wohingegen bei dem Graben aus Abbildung (b) eine Energie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 8.2 \mu\text{J}$ eingesetzt wurde.

Abbildung 5.25 (a) zeigt, dass an der Grabenkante eine saubere Abtrennung stattgefunden hat. Die einzelnen Schichten der Solarzelle sind klar erkennbar. Lediglich nahe dem Frontkontakt ist die Siliziumschicht geschmolzen und wieder erstarrt. Der aufgeschmolzene Bereich ist jedoch weitaus kleiner, als beim Standardprozess (vgl. Abb. 5.8 (a) und 5.8 (b)). Dies ist ein Indiz dafür, dass der Prozess zu einer geringeren wärmebeeinflussten Zone in Richtung des Schichtwachstums führt, als der Standardprozess. Der Grund hierfür ist höchstwahrscheinlich der bei amorphem Silizium sehr große Absorptionskoeffizient $\alpha = 896711 \text{ cm}^{-1}$ für eine Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$. Hierdurch ergibt sich eine optische Eindringtiefe δ_{opt} der Laserstrahlung von lediglich 11 nm. Bedingt durch die kleine wärmebeeinflusste Zone führt die Strukturierung zu keinem homogenen Anstieg des Dunkelstroms I_d .

Um den Grund für die lokalen, sprunghaften Stromerhöhungen, die eine Zelle drastisch beschädigen können, zu finden, wurde aus den Thermographieaufnahmen die ungefähre Lage der Kurzschlüsse ermittelt. Diese Bereiche wurden anschließend mit Hilfe des REM analysiert. Abbildung 5.25 (b) zeigt einen lokalen Kurzschluss. Es ist zu erkennen, dass eine Verschmelzung im Bereich des Kurzschlusses stattgefunden hat. Die Verschmelzung ist die Folge eines lokal sehr konzentrierten Stromflusses, wie er

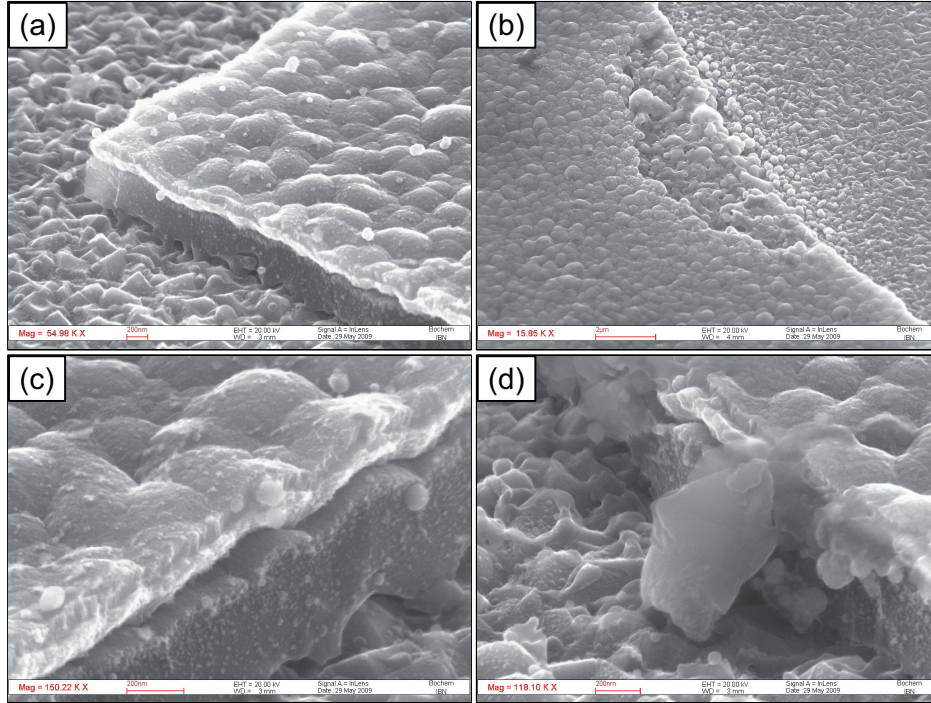


Abb. 5.25: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen von mehreren Strukturierungsgräben, hergestellt mit $\tau_{\text{Puls}} = 6 \text{ ns}$ und $\lambda = 355 \text{ nm}$. Bei den Abbildungen (a), (c) und (d) wurde eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 16.3 \mu\text{J}$ verwendet, wohingegen bei Abbildung (b) eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 8.2 \mu\text{J}$ eingesetzt wurde. (a) Die Ablationskante ist sauber definiert und es ergibt sich lediglich ein kleiner Schmelzbereich am Silizium-TCO-Interface. (b) Ein lokaler Kurzschluss führt während der I/U-Kennlinienmessung zu starkem Temperaturanstieg und Verschmelzung der funktionalen Schichten. (c) Die Grabenkante ist belegt mit kugelförmigen Ablagerungen. (d) Gelegentlich auftretende Ablagerung im Grabenrandbereich, welche möglicherweise der Grund für den sprunghaften Anstieg des Dunkelstroms I_d ist.

bei der I/U-Charakterisierung oder der Thermographiemessung auftreten kann. Hierdurch werden lokal sehr große Temperaturen erreicht. Durch die Verschmelzung ist der ursprüngliche Grund für die Stromerhöhung nicht mehr ersichtlich. Aufgrund dessen können im Folgenden über mögliche Ursachen des Dunkelstromanstieges nur Vermutungen angestellt werden.

Eine genauere Betrachtung der Grabenkante in Abbildung 5.25 (c) zeigt, dass sich an der Kante viele kleine Partikel abgelagert haben. Dies ist beim Standardprozess

nicht der Fall. Es handelt sich möglicherweise um flüssiges Silizium, welches durch den Ablationsprozess zur Grabenkante hin beschleunigt wurde. Da flüssiges Silizium an der Atmosphäre oxidiert, würden die Ablagerungen jedoch nicht zu einer leitfähigen Verbindung zwischen Front- und Rückkontakt führen. Eine andere Möglichkeit ist, dass es sich bei den Ablagerungen um Material des Frontkontaktes handelt. Aufgrund der Leitfähigkeit des TCO-Materials könnte dies einen Kurzschluss hervorrufen. Da der Frontkontakt in der Umgebung der Grabenkante jedoch weitestgehend intakt ist, ist dieses Szenario unwahrscheinlich.

Abbildung 5.25 (d) zeigt eine weitere mutmaßliche Ursache für die Erhöhung des Dunkelstroms I_d . Zwischen Front- und Rückkontakt befindet sich eine Ablagerung, deren Durchmesser in etwa der Schichtdicke der Siliziumschicht entspricht. Die Ablagerung besitzt keine sphärische Form, so dass es sich wahrscheinlich nicht um erstarrte Schmelze handelt. Da die Ablagerung Front- und Rückkontakt miteinander verbinden kann, stellt sie eine mögliche Ursache für die sprunghafte Erhöhung des Dunkelstroms I_d dar. Leider ist aus den REM-Aufnahmen nicht ersichtlich, um welches Material es sich handelt. Somit kann die Annahme, dass diese Art von Ablagerungen zur Stromerhöhung führen, nicht gestützt werden.

Bei der Bearbeitung von mikrokristallinen Solarzellen auf ZnO-Substrat hat sich gezeigt, dass das Silizium-Rückkontakt-System nicht strukturiert werden kann, ohne eine vollständige Ablation des TCOs hervorzurufen. Dies liegt an dem hohen Absorptionskoeffizienten $\alpha = 7081 \text{ cm}^{-1}$ von Zinkoxid bei einer Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$. Aufgrund der vollständigen Ablation des ZnOs ist dieser Prozess nicht einsetzbar für ein Solarmodul und wird im Folgenden nicht weiter betrachtet.

In den folgenden beiden Tabellen 5.2 und 5.3 sind die Ergebnisse der Rückkontaktstrukturierung von amorphen und von mikrokristallinen Solarzellen anhand der längenspezifischen Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4V} / l_{\text{BC, Graben}}$ nochmals zusammengefasst. Für Parametersätze, die zu fluktuierenden Ergebnissen führen, sind die jeweiligen Intervalle angegeben.

Tab. 5.2: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Rückkontaktstrukturierung von amorphen Solarzellen anhand der längenspezifischen Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4V}/l_{BC, \text{Graben}}$.

Parameter- satz	λ	\bar{E}_{Puls}	τ_{Puls}	$\frac{\Delta I_d^{+0.4V}}{l_{BC, \text{Graben}}}$	Verhältnis zum Standard
1.	532 nm	24.5 μJ	7-15 ns	0.23 $\mu\text{A}/\text{mm}$	1
2.	532 nm	26 μJ	120 ns	6.1 - 13.3 $\mu\text{A}/\text{mm}$	27 - 58
3.	532 nm	140 μJ	100 ns	256 $\mu\text{A}/\text{mm}$	1113
4.	532 nm	60 μJ	110 ns	180 $\mu\text{A}/\text{mm}$	783
5.	1064 nm	20 μJ	23 ns	172 $\mu\text{A}/\text{mm}$	748
6.	1064 nm	30 μJ	19 ns	188 $\mu\text{A}/\text{mm}$	817
7.	355 nm	16.3 μJ	6 ns	0 - 3.5 $\mu\text{A}/\text{mm}$	0 - 15

Tab. 5.3: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Rückkontaktstrukturierung von mikrokristallinen Solarzellen anhand der längenspezifischen Stromänderung $\Delta I_d^{+0.4V}/l_{BC, \text{Graben}}$.

Parameter- satz	λ	\bar{E}_{Puls}	τ_{Puls}	$\frac{\Delta I_d^{+0.4V}}{l_{BC, \text{Graben}}}$	Verhältnis zum Standard
1.	532 nm	24.5 μJ	7-15 ns	17.2 $\mu\text{A}/\text{mm}$	1
2.	532 nm	26 μJ	120 ns	-	-
3.	532 nm	140 μJ	100 ns	76 $\mu\text{A}/\text{mm}$	4.4
4.	532 nm	60 μJ	110 ns	43 $\mu\text{A}/\text{mm}$	2.5
5.	1064 nm	20 μJ	23 ns	0 - 215 $\mu\text{A}/\text{mm}$	0 - 12.5
6.	1064 nm	30 μJ	19 ns	3.4 $\mu\text{A}/\text{mm}$	0.2
7.	355 nm	16.3 μJ	6 ns	-	-

5.3 Strukturanalyse des Grabenrandbereichs

Wie die vorherigen Abschnitte gezeigt haben, ist bei einer Vielzahl der untersuchten Strukturierungsprozesse die Änderung der elektrischen Eigenschaften der Solarzelle nach der Rückkontaktstrukturierung höchstwahrscheinlich auf eine Änderung der Siliziumeigenschaften in Nähe des Grabenrandes zurückzuführen. Die Änderung der Siliziumeigenschaften ist durch den thermischen Einfluss des Laserprozesses bedingt. Durch den thermischen Einfluss kann, wie bereits in Abschnitt 5.2.1 angesprochenen, das Silizium kristallisieren, Wasserstoff ausdiffundieren und damit die Defektdichte er-

hört werden, sowie eine Diffusion von Dotierstoffatomen in den Absorber stattfinden. All dies kann zu einer Erhöhung des Stromtransportes führen.

Um den Bereich, der durch den Laserprozess thermisch beeinflusst wurde zu quantifizieren, wurde die Raman-Spektroskopie verwendet. Die Raman-Spektroskopie ist eine Analysemethode, bei der die inelastische Streuung von Photonen an Materie genutzt wird, um die Art und Struktur der streuenden Materie zu untersuchen. Während des inelastischen Streuprozesses verringern die Photonen ihre Energie durch Emission eines Phonons (Stokes-Streuung) oder erhöhen ihre Energie durch Absorption eines Phonons (Anti-Stokes-Streuung) [91].

Das Energiespektrum der inelastisch gestreuten Photonen, das so genannte Ramanspektrum, enthält Informationen über Art und Struktur der streuenden Materie. Die Änderung der Photonenenergie ist hierbei unabhängig von der Energie E_{Photon} der eingestrahlten Photonen.

Im Falle von kristallinem Silizium zeigt das Ramanspektrum bei einer Energieverschiebung von 520 cm^{-1} einen schmalen Peak ($\sim 5\text{ cm}^{-1}$ FWHM). Die Energiedifferenz zwischen eingestrahlten Photonen und inelastisch gestreuten Photonen entspricht bei dieser Energieverschiebung der Energie des transversal optischen Phonons (TO-Mode des kristallinen Siliziums). Amorphes Silizium hingegen besitzt einen sehr breiten Peak ($\sim 60\text{ cm}^{-1}$ FWHM), dessen Maximum bei 480 cm^{-1} liegt (TO-Mode des amorphen Siliziums). Aufgrund der unterschiedlichen Lage und der unterschiedlichen Breite der Peaks von kristallinem und amorphem Silizium kann sehr gut zwischen den beiden Siliziumkonfigurationen differenziert werden. In Abbildung 5.26 ist der typische Verlauf des Ramanspektrums einer amorphen Siliziumschicht dargestellt (blau).

Mikrokristallines Silizium besteht aus einer Mischung aus amorpher und kristalliner Phase. Abbildung 5.26 zeigt den typischen Verlauf eines mikrokristallinen Ramanspektrums (schwarz). Das Spektrum besitzt sowohl bei 480 cm^{-1} als auch bei 520 cm^{-1} einen Peak. Die Raman-Spektroskopie kann genutzt werden, um den kristallinen Volumenanteil einer solchen Probe abzuschätzen. Eine Möglichkeit ist, zunächst von dem gemessenen Spektrum ein amorphes Referenzspektrum zu subtrahieren. Das so gebildete Differenzspektrum ist ebenfalls in Abbildung 5.26 dargestellt (rot). Es besitzt, im Gegensatz zu dem Ramanspektrum von einkristallinem Silizium, einen breiteren Peak und einen unsymmetrischen Verlauf. Der unsymmetrische Verlauf ist auf Stapelfehler und Quantisierungseffekte zurückzuführen [92]. Die Quantisierungseffekte verursachen zudem die erwähnte Peakverbreiterung [93].

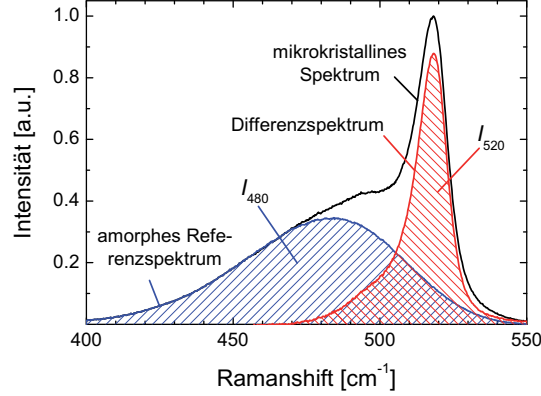


Abb. 5.26: Ramanspektren einer amorphen Probe (blau), einer mikrokristallinen Probe (schwarz) sowie das Differenzspektrum (rot). Zusätzlich markiert sind die Flächen unter dem amorphen Referenzspektrum I_{480} und dem Differenzspektrum I_{520} , welche zur Bestimmung der Ramankristallinität I_C^{RS} verwendet werden.

Anschließend wird das Integral über dem Differenzspektrum (I_{520}) und über dem amorphen Referenzspektrum (I_{480}) im Bereich von 400 cm^{-1} bis 550 cm^{-1} gebildet. Die Ramankristallinität I_C^{RS} ergibt sich zu

$$I_C^{RS} = \frac{I_{520}}{I_{480} + I_{520}}. \quad (5.4)$$

Die zuvor beschriebene Methode wird im Folgenden verwendet, um ortsaufgelöst die laserstrahlinduzierte Kristallisation im Grabenrandbereich zu analysieren. Die örtliche Ausdehnung der Kristallisation sowie die Ramankristallinität I_C^{RS} dienen hierbei als Maß für die Stärke des thermischen Einflusses.

Die Methode kann angewendet werden, da die Ramanspektren der kristallisierten Bereiche einen ähnlichen Verlauf besitzen, wie das Ramanspektrum einer mikrokristallinen Probe. Lediglich die Peakbreite der Differenzspektren ist schmaler als bei einer mikrokristallinen Probe. Die Verringerung der Peakbreite ist ein Indiz dafür, dass die Kristallite in den laserstrukturierten Proben größer sind, als die Kristallite in mikrokristallinem Silizium.

Zur Analyse ist ein Mikro-Raman-Setup eingesetzt worden, welches am IEF-5 aufgebaut wurde. Das System wird bei einer Anregungswellenlänge $\lambda_{\text{Raman}} = 488\text{ nm}$ betrieben. Der Durchmesser des fokussierten Laserstrahls beträgt $1\text{ }\mu\text{m}$ bis $2\text{ }\mu\text{m}$. Der Laserstrahl

kann in Mikrometerschritten über die Probe gerastert werden. Er wurde von der Rückkontaktseite der Siliziumschicht auf die zu analysierende Probe gelenkt. Hierzu wurde vor der Messung der jeweilige Rückkontakt der zu untersuchenden Zellen nasschemisch entfernt.

Durch die verwendete Wellenlänge $\lambda_{\text{Raman}} = 488 \text{ nm}$ und den daraus folgenden Absorptionskoeffizienten α ist das analysierte Volumen festgelegt. Da der Anregungsstrahl zunächst in die Probe eindringen muss und die gestreuten Photonen aus der Probe austreten müssen, ergibt sich eine effektive Eindringtiefe δ_{Raman} des Anregungsstrahls von

$$\delta_{\text{Raman}} = \frac{1}{2 \times \alpha}. \quad (5.5)$$

Die Eindringtiefe δ_{Raman} liegt zwischen 36 nm bei amorphem Silizium und 394 nm bei kristallinem Silizium.

Um eine Kristallisation zu vermeiden, die durch den Anregungsstrahl des Mikro-Raman während der Messung hervorgerufen werden kann, wurde vor der Analyse der strukturierten Proben eine Untersuchung durchgeführt, bei der eine amorphe Siliziumschicht mit unterschiedlicher Leistung P_{Raman} des Anregungslasers vermessen wurde. Durch Auswerten des Ramanspektrums kann die Temperatur [94] sowie eine mögliche Kristallisation der gemessenen Probe bestimmt werden.

Da durch den Strukturierungsprozess das Schichtsystem im Randbereich des Strukturierungsgrabens vom Substrat abgelöst werden kann (vgl. Abb. 5.8 (a), (b)), ist der Wärmeabtransport an der Ablationskante stark eingeschränkt. Um dies in den Voruntersuchungen zu berücksichtigen, wurde eine Probe gewählt, bei der sich die Siliziumschicht ebenfalls teilweise von der Substratoberfläche abgelöst hatte. Abbildung 5.27 (a) zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme der Probe. Die Messungen wurden im Zentrum eines abgelösten Bereichs durchgeführt.

Abbildung 5.27 (b) zeigt das Resultat der Messung. Dargestellt ist die Verschiebung des amorphen Peaks bezüglich der Referenzposition von 476 cm^{-1} als Funktion der Leistung P_{Raman} des Anregungslasers. Die Peakverschiebung ist ein Maß für die Temperatur der Siliziumschicht. Für Temperaturen unter 200°C konnte eine annähernd lineare Peakverschiebung von $-0.062 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ gezeigt werden [94].

Aus Abbildung 5.27 (b) ist ersichtlich, dass die Peakposition des untersuchten Materials bei Raumtemperatur ca. 484 cm^{-1} beträgt. Bei einer Leistung $P_{\text{Raman}} = 1000 \mu\text{W}$ stellt sich demnach eine Temperaturerhöhung von ca. 110 K ein. Das bei dieser Leistung aufgezeichnete Ramanspektrum weist keine Anzeichen einer kristallinen Phase auf.

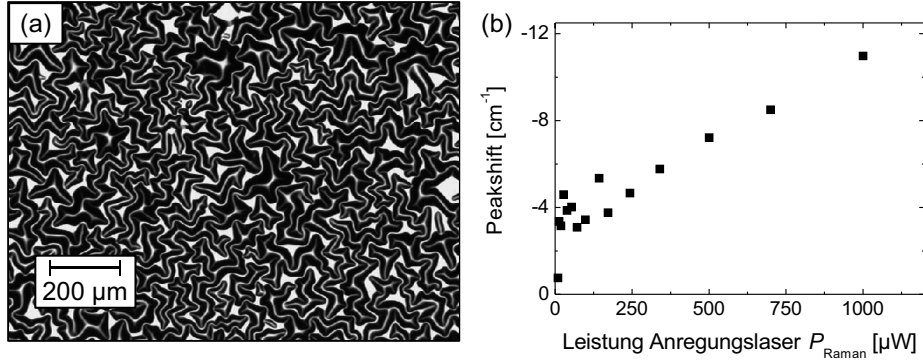


Abb. 5.27: (a) Lichtmikroskopaufnahme der zur Bestimmung der Kristallisationsgrenze verwendeten Probe. Bei der Probe ist lokal das Silizium blasenförmig vom Substrat abgelöst. (b) Verschiebung des amorphen Ramanpeaks bezüglich der Referenzposition von 480 cm^{-1} .

Ein Unterschied zwischen der Teststruktur mit abgelösten Siliziumbereichen und den zu analysierenden Proben besteht darin, dass bei den zu analysierenden Proben durch die Strukturierung Siliziummaterial im Strukturierungsgraben entfernt wurde. Hierdurch wird der Wärmeabtransport weiter verringert. Aufgrund dessen wurde für die folgenden Untersuchungen lediglich eine Anregungsleistung $P_{\text{Raman}} = 100\text{ }\mu\text{W}$ gewählt, um sicher zu stellen, dass eine Kristallisation vermieden wird.

Für die Analyse der Struktur des Grabenrandbereichs wurden drei charakteristische amorphe Proben ausgesucht. Es wurden ausschließlich amorphe Proben untersucht, da hierbei eine Kristallisation weitaus einfacher zu detektieren ist als bei mikrokristallinen Proben.

Die erste Probe entspricht derjenigen aus den Abbildungen 5.8 (a) und 5.8 (b). Sie wurde mit einer Wellenlänge $\lambda = 532\text{ nm}$ und einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20.5\text{ }\mu\text{J}$ strukturiert. Die Pulsdauer τ_{Puls} lag bei 7-15 ns (Standardprozess).

Die zweite Probe wurde mit einer Wellenlänge $\lambda = 1064\text{ nm}$ bearbeitet. Die verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} betrug ebenfalls $20\text{ }\mu\text{J}$ und die Pulsdauer τ_{Puls} ca. 23 ns. Sie entspricht derjenigen aus den Abbildungen 5.21 (a) und 5.21 (b). Unter diesen Bedingungen ergab sich ein Dunkelstromanstieg, der deutlich ausgeprägter ist als bei der ersten Probe (vgl. Abb 5.7 und 5.20 (a)).

Die dritte untersuchte Probe wurde mit einer Wellenlänge $\lambda = 355\text{ nm}$ strukturiert. Die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} betrug $16.4\text{ }\mu\text{J}$ und die Pulsdauer τ_{Puls} 6.1 ns. Diese Probe entspricht

derjenigen aus Abbildung 5.25 (a). Sie weist nahezu keine durch die Strukturierung hervorgerufene Änderung der Dunkelkennlinie auf.

In Abbildung 5.28 (a) ist exemplarisch eine Lichtmikroskopaufnahme eines untersuchten Grabenrandbereichs dargestellt. Hierbei handelt es sich um die Probe, die mit dem Standardprozess strukturiert wurde ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Zusätzlich markiert sind die Positionen, an denen eine Raman-Analyse durchgeführt worden ist (gelb), sowie das Koordinatensystem der Messung (weiß). Die Grabenkante wurde hierbei als Nullpunkt deklariert.

Es wurde bei jeder Probe ein Bereich abgerastert, der über den Rand des Ablationsgrabens führte. Hierbei wurden die Messungen soweit fortgesetzt, bis auf der Seite des Grabens (Minus-Richtung) kein Silizium-typisches Signal mehr detektiert wurde. Auf der Seite der Silizium-Schicht (Plus-Richtung) wurden die Messungen soweit durchgeführt, bis kein kristalliner Anteil mehr in den Messkurven zu erkennen war.

Abbildung 5.28 (b) zeigt die Ramankristallinität I_C^{RS} der drei untersuchten Proben als Funktion des Abstandes zur Grabenkante. Es ist zu erkennen, dass die Ausdehnung und Stärke der Kristallisation sehr gut korreliert mit dem Anstieg des Dunkelstroms I_d . Bei der mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ strukturierten Probe, die einen sehr starken Anstieg des Dunkelstroms I_d besitzt, ist ein Bereich von fast $7 \mu\text{m}$ neben der Grabenkante durch

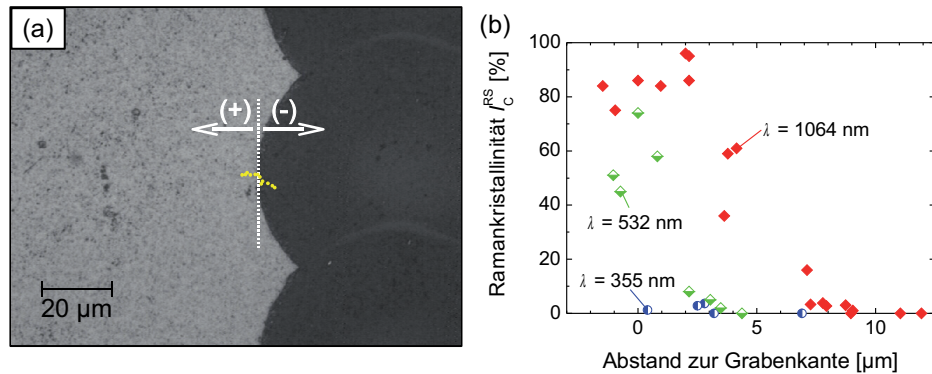


Abb. 5.28: (a) Lichtmikroskopaufnahme des Strukturierungsgrabens einer mit Hilfe der Raman-Spektroskopie analysierten Probe. Die Probe wurde mit dem Standardprozess strukturiert. Zusätzlich eingezeichnet sind die Raman-Messpunkte (gelb), sowie das Koordinatensystem der Messung (weiß). (b) Ausgewertete Ramankristallinität I_C^{RS} als Funktion des Abstandes zur Grabenkante für Strukturierungsprozesse durchgeführt mit unterschiedlichen Wellenlängen ($\lambda = 355 \text{ nm}$, 532 nm , 1064 nm).

den Laserprozess teils kristallisiert. Es werden Ramankristallinitäten I_C^{RS} von nahezu 100 % gemessen.

Die Probe, die mit dem Standardprozess strukturiert wurde, ist dagegen weitaus weniger beeinflusst. Hier sinkt die Ramankristallinität I_C^{RS} bereits nach ca. $3\text{ }\mu\text{m}$ auf Werte deutlich unter 10 %, wobei maximal ein Wert um 75 % genau auf der Grabenkante gemessen wird. Die mit $\lambda = 355\text{ nm}$ strukturierte Probe, die die geringste Änderung der Dunkelkennlinie nach Strukturierung besitzt, weist nahezu keine Ramankristallinität I_C^{RS} in den Messsignalen auf. Der maximal gemessene Wert liegt bei ca. 3.6 %.

Um die gemessenen Ramankristallinitäten I_C^{RS} interpretieren zu können, muss bedacht werden, dass die effektive Eindringtiefe δ_{Raman} bei amorphem Silizium lediglich 36 nm beträgt. So bedeutet eine sehr niedrige gemessene Ramankristallinität I_C^{RS} nicht zwangsläufig, dass die gesamte Schicht in der jeweils untersuchten Region nicht kristallisiert ist. Lediglich im oberen Bereich der Schicht, der normalerweise von dem Rückkontakt bedeckt wird, ist keine Kristallisation eingetreten. Die REM-Aufnahmen der dritten Untersuchten Probe (Abb. 5.25 (a) und (c)) zeigen beispielsweise, dass am TCO-Silizium-Interface ein kleiner Teil des Siliziums aufgeschmolzen ist. Dieser aufgeschmolzene Bereich ist mit hoher Wahrscheinlichkeit kristallisiert, was in den Raman-Messungen jedoch nicht detektiert wurde.

Abschließend kann festgehalten werden, dass mit steigender Wellenlänge λ die Kristallisation in den Grabenrandbereichen zunimmt. Dies ist ein klares Anzeichen dafür, dass mit steigender Wellenlänge λ auch die Größe der wärmebeeinflusste Zone zunimmt. Die Ausdehnung der wärmebeeinflussten Zone korreliert sehr gut mit dem Anstieg des Dunkelstroms I_d , weshalb sie als eine der Hauptursachen für die Änderung der elektrischen Eigenschaften der Solarzellen gelten kann. Durch den Wärmeeintrag ins Silizium kann dieses kristallisieren. Zudem kann aus dem Material Wasserstoff ausdiffundieren und hierdurch nicht abgesättigte Defekte hinterlassen werden. Eine weitere Möglichkeit ist das Diffundieren von Dotierstoffatomen aus p- und n-Schicht in den Absorber. Alle beschriebenen Prozesse können zu einer Erhöhung der Dunkelleitfähigkeit und damit des Stromflusses führen.

6 Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Dünnschicht-Solarmoduls

Das vorliegende Kapitel beschreibt die Strom- und Spannungsverteilung innerhalb des Zellstreifens eines Dünnschicht-Solarmoduls. Zunächst wird ein Ersatzschaltbild für einen einzelnen Zellstreifen dargestellt. Dieses Ersatzschaltbild wird anschließend genutzt, um ein mathematisches Modell für die Strom-/Spannungsverteilung zu entwickeln. Daraufhin wird mit Hilfe dieses Modells die Strom-/Spannungsverteilung für einen realen Zellstreifen berechnet und das berechnete Ergebnis mit Hilfe von Thermographieaufnahmen überprüft.

Das mathematische Modell berücksichtigt, im Gegensatz zu dem Modell von Gupta (vgl. Abschnitt 2.2.1), eine Arbeitspunktverschiebung der Solarzelle innerhalb des Zellstreifens. Aufgrund dessen können mit dem mathematischen Modell die Ohm'schen Verluste innerhalb des Frontkontaktes genauer berechnet werden, als mit dem Gupta-Modell. Abschließend werden die Resultate des mathematischen Modells denen des Gupta-Modells gegenübergestellt.

6.1 Modellentwicklung

Abbildung 6.1 zeigt das vereinfachte Ersatzschaltbild des Zellstreifens eines Dünnschicht-Solarmoduls. Prinzipiell besteht ein Zellstreifen aus vielen Einzelzellen, die über das TCO und den Rückkontakt parallel miteinander verschaltet sind. Das TCO wird im Ersatzschaltbild durch die Widerstände R_{TCO} beschrieben. Der Rückkontakt hingegen wird als idealer Leiter angenommen, da er deutlich leitfähiger ist als der Frontkontakt. Der Absorber wird, so wie im Ersatzschaltbild aus Abbildung 2.3, durch eine Parallelschaltung eines Widerstandes R_p , einer Diode D und einer Stromquelle der Stärke I_{ph} dargestellt. Die Eigenschaften des Absorbers und der Kontaktschichten werden als konstant angenommen. Sie sind somit unabhängig von ihrer jeweiligen x -Position.

Zur Bestimmung der Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens wird zunächst der Knoten an der Stelle $x = x_j$ betrachtet. Nach der Kirchhoffschen Knotenregel gilt hier für den Strom

$$I_{\text{TCO}}(x_k) - I_{\text{TCO}}(x_i) = -I_{\text{Si}}(x_j). \quad (6.1)$$

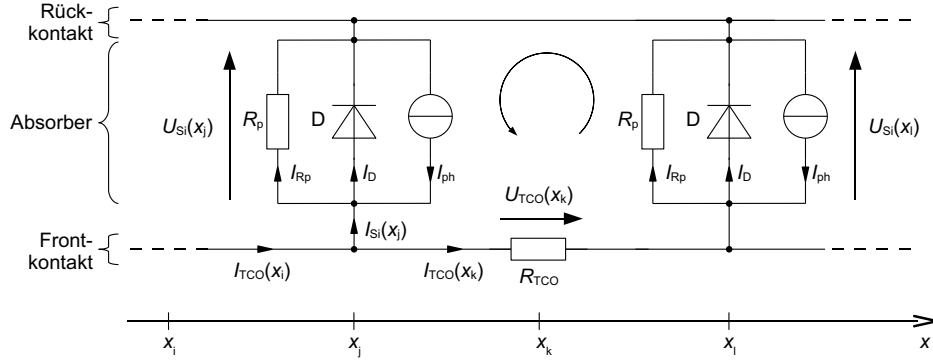


Abb. 6.1: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Solarmodul-Zellstreifens. Der Zellstreifen besteht aus vielen Einzelzellen, die über das TCO und den Rückkontakt parallel miteinander verschaltet sind.

Hierbei gilt für den Strom $I_{Si}(x_j)$, der durch den Absorber fließt, Gleichung (2.9) mit $R_s = 0$. Dieser Strom kann abhängig von der Grundfläche $l(x_k - x_i)$ der betrachteten Subzelle mit Hilfe der Stromdichte $J_{Si}(x_j)$ beschrieben werden. Hierdurch wird aus Gleichung (6.1)

$$I_{TCO}(x_k) - I_{TCO}(x_i) = -l(x_k - x_i)J_{Si}(x_j). \quad (6.2)$$

Bringt man den Term $x_k - x_i$ auf die linke Seite von Gleichung (6.2) und führt eine Grenzwertbetrachtung für $x_k - x_i$ gegen 0 durch, so ergibt sich

$$\frac{dI_{TCO}(x)}{dx} = -lJ_{Si}(x). \quad (6.3)$$

Mit der Definition für $J_{Si}(x)$ nach Gleichung (2.9) erhält man

$$\frac{dI_{TCO}(x)}{dx} = -l \left\{ J_0 \left[\exp \left(\frac{U_{Si}(x)}{nU_T} \right) - 1 \right] + \frac{U_{Si}(x)}{d_{Si}\rho_{Si}} - J_{ph}(U_{Si}(x)) \right\}. \quad (6.4)$$

Gleichung (6.4) beschreibt die Änderung des Stromflusses auf dem TCO in Abhängigkeit von der Position x innerhalb des Zellstreifens. Zur vollständigen Beschreibung des Strom-/Spannungsverlaufes innerhalb eines Zellstreifens sind weitere komplementäre Informationen nötig, da sowohl der Strom $I_{TCO}(x)$ im TCO als auch die Spannung $U_{Si}(x)$ im Silizium unbekannt sind.

Für die Spannungen der Masche $x_1 \rightarrow x_j \rightarrow x_k \rightarrow x_1$ gilt nach der Kirchhoffschen Maschenregel

$$U_{\text{Si}}(x_1) - U_{\text{Si}}(x_j) = -U_{\text{TCO}}(x_k). \quad (6.5)$$

Die Spannung U_{TCO} im TCO lässt sich mit Hilfe des Ohm'schen Gesetzes ausdrücken durch

$$\begin{aligned} U_{\text{TCO}}(x_k) &= R_{\text{TCO}}(x_k) I_{\text{TCO}}(x_k), \\ &= \frac{x_1 - x_j}{l} R_{\square, \text{TCO}} I_{\text{TCO}}(x_k). \end{aligned} \quad (6.6)$$

Setzt man Gleichung (6.6) in Gleichung (6.5) ein und bringt den Term $x_1 - x_j$ auf die linke Seite, kann analog zum ersten Fall eine Grenzwertbetrachtung für $x_1 - x_j$ gegen 0 durchgeführt werden. Es ergibt sich

$$\frac{dU_{\text{Si}}(x)}{dx} = -\frac{R_{\square, \text{TCO}}}{l} I_{\text{TCO}}(x). \quad (6.7)$$

Gleichung (6.7) besagt, dass sich die Änderung der Spannung, welche über der Siliziumschicht anliegt, proportional zum Strom $I_{\text{TCO}}(x)$ in der TCO-Schicht verhält. Zusammen mit Gleichung (6.4) ergibt sich das 2-dimensionale System nichtlinearer Differenzialgleichungen erster Ordnung

$$\frac{dI_{\text{TCO}}(x)}{dx} = -l \left\{ J_0 \left[\exp \left(\frac{U_{\text{Si}}(x)}{nU_{\text{T}}} \right) - 1 \right] + \frac{U_{\text{Si}}(x)}{d_{\text{Si}} \rho_{\text{Si}}} - J_{\text{ph}}(U_{\text{Si}}(x)) \right\}, \quad (6.8)$$

$$\frac{dU_{\text{Si}}(x)}{dx} = -\frac{R_{\square, \text{TCO}}}{l} I_{\text{TCO}}(x).$$

Zur vollständigen Beschreibung der Strom-/Spannungscharakteristik innerhalb eines Zellstreifens werden außer dem Differenzialgleichungssystem zusätzlich Anfangs- und Randbedingungen benötigt. Sinnvolle Anfangsbedingungen stellen sowohl der Strom I_{TCO} an der Stelle $x = 0$ als auch die Spannung U_{Si} an der Stelle $x = 0$ dar, da beide direkt messbar sind. Des weiteren ist eine zwingende Voraussetzung, dass am Rand des Zellstreifens ($x = w_{\text{a}}$) der Strom I_{TCO} auf dem TCO auf 0 absinkt. Somit ergeben sich folgende Bedingungen

$$I_{\text{TCO}}(x = 0) = I_0, \quad (6.9)$$

$$U_{\text{Si}}(x = 0) = U_0, \quad (6.10)$$

$$I_{\text{TCO}}(x = w_a) = 0. \quad (6.11)$$

Der an der Position $x = 0$ gemessene Strom wird mit I_0 und die an der Position $x = 0$ gemessene Spannung mit U_0 bezeichnet. Der Strom I_0 entspricht dem insgesamt durch den Zellstreifen fließenden Strom.

Das 2-dimensionale Differentialgleichungssystem ist durch die drei Bedingungen überbestimmt. Allerdings sind die beiden Anfangsbedingungen (6.9) und (6.10) durch die Bauelementparameter miteinander gekoppelt, so dass für ein voneinander unabhängiges Paar von Randbedingungen stets (6.11) verwendet werden muss.

Nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 6.1 setzt sich die in einem Zellstreifen umgesetzte elektrische Leistung aus einem Anteil, der durch Ohm'sche Verluste im TCO hervorgerufen wird, und einem Anteil, der im Halbleiter umgesetzt wird, zusammen. Für die Gesamtleistung gilt dementsprechend

$$P_{\text{ZS}}(x) = P_{\text{TCO}}(x) + P_{\text{Si}}(x). \quad (6.12)$$

Hierbei beschreibt $P_{\text{ZS}}(x)$ die kumulierte Leistung im Zellstreifen von 0 bis x . Die bezüglich der x -Richtung lokale Leistungsdichte $P'_{\text{ZS}}(x)$ kann durch Ableitung von (6.12) ermittelt werden. Für $P'_{\text{ZS}}(x)$ ergibt sich

$$P'_{\text{ZS}}(x) = P'_{\text{TCO}}(x) + P'_{\text{Si}}(x). \quad (6.13)$$

Die Leistungsdichte $P'_{\text{Si}}(x)$ im Silizium lässt sich mit Hilfe der Stromdichte $J_{\text{Si}}(x)$ ermitteln. Für einen Zellstreifen der Länge l bestimmt sich die Leistungsdichte zu

$$\begin{aligned} P'_{\text{Si}}(x) &= l J_{\text{Si}}(x) U_{\text{Si}}(x), \\ &= -\frac{dI_{\text{TCO}}(x)}{dx} U_{\text{Si}}(x). \end{aligned} \quad (6.14)$$

Durch eine analoge Betrachtung resultiert für die Leistungsdichte $P'_{\text{TCO}}(x)$ im TCO

$$P'_{\text{TCO}}(x) = -I_{\text{TCO}}(x) \frac{dU_{\text{Si}}(x)}{dx}. \quad (6.15)$$

Setzt man die Ergebnisse aus Gleichung (6.14) und Gleichung (6.15) in Gleichung (6.13) ein, so ergibt sich für die Leistungsdichte des Zellstreifens

$$P'_{\text{ZS}}(x) = - \left(\frac{dI_{\text{TCO}}(x)}{dx} U_{\text{Si}}(x) + I_{\text{TCO}}(x) \frac{dU_{\text{Si}}(x)}{dx} \right). \quad (6.16)$$

Die Größen, die zur Bestimmung der Leistungsdichte $P'_{\text{ZS}}(x)$ benötigt werden, können mit Hilfe des Differentialgleichungssystems (6.8) berechnet werden.

6.2 Modellvalidierung

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ein mathematisches Modell entwickelt, welches die Leistungsverteilung innerhalb des Zellstreifens eines Dünnschicht-Solarmoduls beschreibt. Im Folgenden wird die reale Leistungsverteilung eines amorphen Zellstreifens gemessen. Anschließend wird für diesen Zellstreifen die Leistungsverteilung mit Hilfe des Modells aus Abschnitt 6.1 berechnet und die reale Leistungsverteilung mit der berechneten Leistungsverteilung verglichen.

Die reale Leistungsdichte $P'_{\text{ZS,mess}}$ eines Zellstreifens wurde mit der Dark Lock-In Thermographie [80] ermittelt. Bei der Thermographie wird die Solarzelle als Verbraucher betrieben. Als Verbraucher wandelt die Solarzelle einen Großteil der elektrischen Energie in Wärme um. Hieraus kann gefolgert werden, dass die an einer Position im Zellstreifen umgesetzte elektrische Leistung sich proportional zur Temperaturerhöhung an dieser Position verhält. Die Temperaturerhöhung wiederum kann mit Hilfe der Thermographie detektiert werden. Aufgrund der Proportionalität eignet sich die Thermographie zur Ermittlung der realen Leistungsdichte $P'_{\text{ZS,mess}}$.

Die reale Leistungsdichteverteilung $P'_{\text{ZS,mess}}$ eines Zellstreifens wurde an einem amorphen Solarmodul bestimmt. Hierzu wurde ein Zellstreifen gewählt, der nahezu keine Problemstellen wie Kurzschlüsse oder sonstige Inhomogenitäten aufweist. Die Parameter des Zellstreifens, die für eine Simulation der Leistungsdichte erforderlich sind, wurden sowohl vor als auch nach der thermographischen Analyse ermittelt. Die Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Da der Zellstreifen während der thermographischen Untersuchung leicht seine Eigenschaften änderte, ergeben sich für einige Werte Parameterintervalle.

Alle thermographischen Untersuchungen wurden an der Schichtseite des Moduls durchgeführt. Hierdurch wird die gemessene Temperaturverteilung weniger von Dispersionseffekten im Substratglas beeinflusst. Da der Emissionsgrad des Silber-Rückkontaktes

Tab. 6.1: Elektrische Parameter des thermographisch untersuchten Zellstreifens. Der Zellstreifen wurde sowohl vor als auch nach der thermographischen Untersuchung elektrisch vermessen. Da der Zellstreifen während der thermographischen Untersuchung leicht seine Eigenschaften änderte, ergeben sich für einige Werte Parameterintervalle.

Parameter	Wertebereich
Diodenidealitätsfaktor n	1.43 bis 1.46
Sättigungssperrstromdichte J_0	$4.61 \times 10^{-10} \text{ mA/cm}^2$ bis $6.40 \times 10^{-10} \text{ mA/cm}^2$
Zellstreifenlänge l	8 cm
aktive Zellstreifenbreite w_a	0.97 cm
Temperaturspannung U_T	25.9 mV
TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$	9Ω bis 11Ω

jedoch sehr gering ist (< 0.05), wurde zur Emissionsverstärkung eine schwarze Lack-schicht mit einer Dicke von 10-15 μm auf den Rückkontakt aufgebracht. Schwarze Lacke besitzen typischerweise einen Emissionsgrad von über 0.9 [95].

Da das Thermographie-System einen Lock-in-Verstärker verwendet, wurde der Zellstreifen gepulst angeregt. Die hierzu verwendete Anregungsquelle lieferte allerdings kein sauberes Rechtecksignal. Das Signal war stark verrauscht. Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch das Anregungssignal für eine nominelle Spannung $u_0 = 950 \text{ mV}$. Durch das starke Rauschen schwankt die tatsächlich am Zellstreifen anliegende Spannung U_0 .

Um die Schwankungen des Anregungssignals in den Simulationsergebnissen zu berücksichtigen, stellen sowohl die an dem Zellstreifen anliegende Spannung U_0 als auch der durch den Zellstreifen fließende Strom I_0 keine Konstante dar. Stattdessen wurde für die Spannung U_0 ein absoluter Fehler von $\pm 20 \text{ mV}$ und für den Strom I_0 ein relativer Fehler von $\pm 2\%$ angenommen. Insgesamt wurde für vier verschiedene nominelle Spannungen u_0 die Temperaturverteilung im Zellstreifen bestimmt. In Tabelle 6.2 sind die elektrischen Parameter der durchgeführten Messungen zusammengefasst.

Die Abbildungen 6.3 (a) bis 6.3 (d) zeigen die Temperaturverteilung im Zellstreifen für unterschiedliche nominelle Spannungen u_0 und somit auch unterschiedliche Leistungen P_{ZS} . Es ist jeweils derselbe Ausschnitt des untersuchten Zellstreifens dargestellt. Der Beginn und das Ende des Zellstreifens sind in Abbildung 6.3 (a) durch Pfeile gekennzeichnet.

Ein Farbverlauf von rot nach blau steht für einen Temperaturverlauf von warm nach kalt. Zu beachten ist, dass die Temperaturverteilungen der Abbildungen jeweils unter-

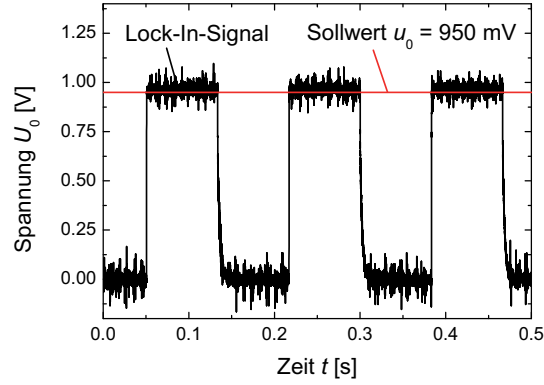


Abb. 6.2: Exemplarischer Verlauf der Spannung U_0 (schwarz), die während der Thermographieanalyse an dem zu vermessenden Zellstreifen anlag. Es ist ein deutliches Rauschen des Anregungssignals erkennbar. Zusätzlich eingezeichnet ist der nominelle Sollwert der Spannung $u_0 = 950 \text{ mV}$ (rot).

Tab. 6.2: Strom- und Spannungsbereiche, in denen das jeweilige Anregungssignal der thermographischen Analyse des amorphen Zellstreifens lag. Die Werte dienen als Eingangsparameter für die Simulation der Leistungsverteilung des Zellstreifens. Zusätzlich angegeben ist, in welchem Intervall die Leistung P_{ZS} des Zellstreifens angenommen wurde.

nom. Spannung u_0 [mV]	Spannung U_0 [mV]	Strom I_0 [mA]	Leistung P_{ZS} [mW]
800	800 ± 20	8.845 ± 0.18	6.76 bis 7.4
850	850 ± 20	27.66 ± 0.55	22.5 bis 24.55
900	900 ± 20	59.76 ± 1.2	51.54 bis 56.08
950	950 ± 20	123 ± 2.46	112.1 bis 121.7

schiedlich skaliert sind. Es ist in allen Abbildungen ein systematischer Temperaturverlauf zu erkennen. Die Temperatur nimmt vom Plus-Kontakt des Zellstreifens (links) zum Minus-Kontakt (rechts) hin ab. Ein Vergleich der Temperaturverteilungen zeigt, dass der relative Abfall der Temperatur im Zellstreifen mit steigender Leistung P_{ZS} zunimmt.

Bei der Herleitung des mathematischen Modells wurde vorausgesetzt, dass sich sowohl der Stromfluss als auch der Spannungsverlauf innerhalb des Zellstreifens entlang der Strukturierungsgräben in y -Richtung nicht ändert (vgl. Abb. 2.6). Dies ist jedoch in Realität nur annähernd der Fall, wie die Ergebnisse aus den Abbildungen 6.3 (a) bis

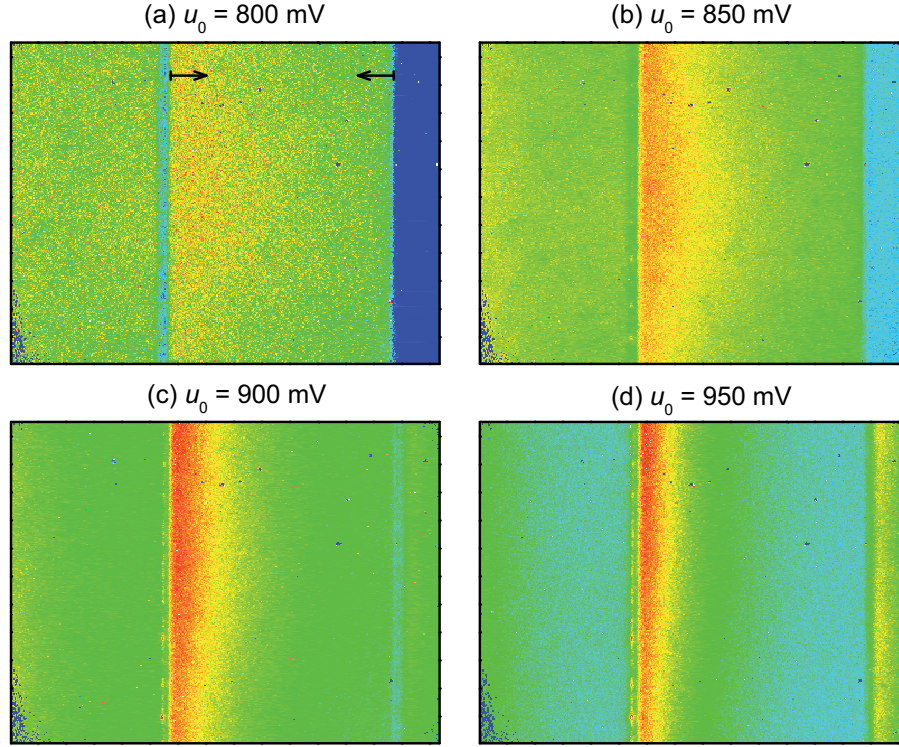


Abb. 6.3: Gemessene Temperaturerhöhung in dem Zellstreifen eines amorphen Solarmoduls bei Anlegen einer nominellen Spannung von (a) $u_0 = 800\text{ mV}$, (b) $u_0 = 850\text{ mV}$, (c) $u_0 = 900\text{ mV}$ und (d) $u_0 = 950\text{ mV}$. Zu beachten ist, dass die Graphen unterschiedlich skaliert sind. Ein Farbverlauf von rot nach blau steht für einen Temperaturverlauf von warm nach kalt.

6.3 (d) zeigen. Um einen Vergleich zwischen der gemessenen Temperaturverteilung und der simulierten Leistungsverteilung zu ermöglichen, müssen die Messergebnisse entlang der y -Achse gemittelt werden. Im vorliegenden Fall wurde der Median aus den Messergebnissen entlang der y -Achse gebildet. Der Median wurde gewählt, da er sehr robust gegenüber Ausreißern ist [63], wie sie beispielsweise durch defekte Pixel der Thermokamera entstehen können. Zudem muss die je Messung ermittelte Temperaturverteilung so skaliert werden, dass sie zu der jeweils berechneten Leistungsverteilung passt. Grund hierfür ist, dass mit dem Thermographiesystem relative Temperaturunterschiede gemessen werden, wohingegen das Modell die absolute Leistungsdichteverteilung P'_{zs} liefert.

Zur Simulation der gemessenen Leistungsdichte $P'_{\text{ZS, mess}}$, die sich bei der Thermographie ergibt, kann das Differentialgleichungssystem (6.8) stark vereinfacht werden. Da die Thermographie ohne Beleuchtung stattfindet, wird während der Messung kein Photostrom I_{ph} generiert. Außerdem besitzt der vermessene Zellstreifen einen sehr hohen Parallelwiderstand R_{p} . Hierdurch kann die in diesem Widerstand umgesetzte Leistung, anders als die in der Diode D umgesetzte Leistung, für die Thermographie außer Acht gelassen werden. Für das vereinfachte Differentialgleichungssystem folgt

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\text{TCO}}(x)}{dx} &= -lJ_0 \left[\exp\left(\frac{U_{\text{Si}}(x)}{nU_{\text{T}}}\right) - 1 \right], \\ \frac{dU_{\text{Si}}(x)}{dx} &= -\frac{R_{\square, \text{TCO}}}{l} I_{\text{TCO}}(x). \end{aligned} \quad (6.17)$$

Für Spannungen $U_{\text{Si}}(x) \gg U_{\text{T}} \approx 25.9 \text{ mV}$ kann der Summand -1 in Gleichung (6.17) vernachlässigt werden. Unter dieser Annahme kann das Differentialgleichungssystem (6.17) geschlossen gelöst werden [96]. Bei Verwendung der beiden Randbedingungen (6.9) und (6.10) ergeben sich für den Strom $I_{\text{TCO}}(x)$ im TCO und die Spannung $U_{\text{Si}}(x)$ im Silizium

$$I_{\text{TCO}}(x) = \begin{cases} \frac{I_0}{1+x\eta I_0}, & \text{falls } \xi = 0 \\ -\frac{\sqrt{\eta|\xi|}}{\eta} \tan \left[x\sqrt{\eta|\xi|} - \arctan \left(\frac{\eta I_0}{\sqrt{\eta|\xi|}} \right) \right], & \text{falls } \xi < 0 \\ \frac{\sqrt{\eta\xi}}{\eta} \tanh \left[x\sqrt{\eta\xi} + \operatorname{artanh} \left(\frac{\eta I_0}{\sqrt{\eta\xi}} \right) \right], & \text{falls } \xi > 0 \end{cases} \quad (6.18)$$

$$U_{\text{Si}}(x) = nU_{\text{T}} \ln \left(\frac{\eta I_{\text{TCO}}(x)^2 - \xi}{lJ_0} \right).$$

Hierbei ist

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{R_{\square, \text{TCO}}}{2nlU_{\text{T}}} \text{ und} \\ \xi &= \eta I_0^2 - lJ_0 \exp \frac{U_0}{nU_{\text{T}}}. \end{aligned}$$

Die Berechnung der Leistungsdichteverteilung P'_{ZS} wurde mit Hilfe der geschlossenen Lösung (6.18) bestimmt. Sowohl bezüglich der Zellstreifenparameter aus Tabelle 6.1 als auch bezüglich der Anregungsgrößen U_0 und I_0 aus Tabelle 6.2, existiert eine Unsicherheit. Diese wurde genutzt, um die berechneten Leistungsverteilungen den gemessenen

Temperaturverteilungen anzupassen. Zur Anpassung wurde die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet.

Bei der Bestimmung der Zellstreifenparameter, die die beste Übereinstimmung liefern, muss beachtet werden, dass für alle vier Messungen der Temperaturverteilung derselbe Zellstreifen verwendet wurde. Dementsprechend müssen für alle Berechnungen der Leistungsverteilung dieselben Zellstreifenparameter verwendet werden. Eine weitere Voraussetzung für eine physikalisch sinnvolle Lösung ist, dass Randbedingung (6.11), $I_{\text{TCO}}(w_a) = 0$, erfüllt wird. Aufgrund numerischer Ungenauigkeiten kann das Kriterium in dieser Form jedoch nicht überprüft werden. Deshalb wurde es für die konkrete Anwendung umformuliert in

$$|I_{\text{TCO}}(w_a)| < \epsilon, \quad (6.19)$$

wobei $\epsilon \in \mathbb{R}^+$ die geforderte Genauigkeit darstellt.

In den Abbildungen 6.4 (a) bis 6.4 (d) sind jeweils für unterschiedliche nominelle Spannungen u_0 die berechnete Leistungsdichte P'_{zs} und der Median der gemessenen Temperaturverteilung dargestellt. Die Simulationen wurden jeweils mit den Zellstreifenparametern und den Anregungsparametern durchgeführt, die eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation liefern. In Tabelle 6.3 sind die Zellstreifenparameter und in Tabelle 6.4 die Anregungsparameter U_0 und I_0 angegeben, die für die Simulationen in den Abbildungen 6.4 (a) bis 6.4 (d) verwendet wurden.

Zwischen Messung und Simulation wird für alle untersuchten nominellen Spannungen u_0 eine gute Übereinstimmung erzielt. Das generelle Monotonieverhalten sowie der relative Abfall der Leistungsdichte P'_{zs} vom Anfang des Zellstreifens ($x = 0$) hin zum Ende des Zellstreifens ($x = w_a$) werden gut reproduziert. Abweichungen ergeben sich hauptsächlich in den Randbereichen der Zellstreifen.

Tab. 6.3: Zellstreifenparameter, die zu einer möglichst guten Übereinstimmung zwischen der gemessenen Temperaturverteilung und der berechneten Leistungsdichteverteilung P'_{zs} führen.

Parameter	Wert
Diodenidealitätsfaktor n	1.46
Sättigungssperrstromdichte J_0	$6.3 \times 10^{-10} \text{ mA/cm}^2$
Zellstreifenlänge l	8 cm
aktive Zellstreifenbreite w_a	0.97 cm
Temperaturspannung U_{T}	25.9 mV
TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$	9 Ω

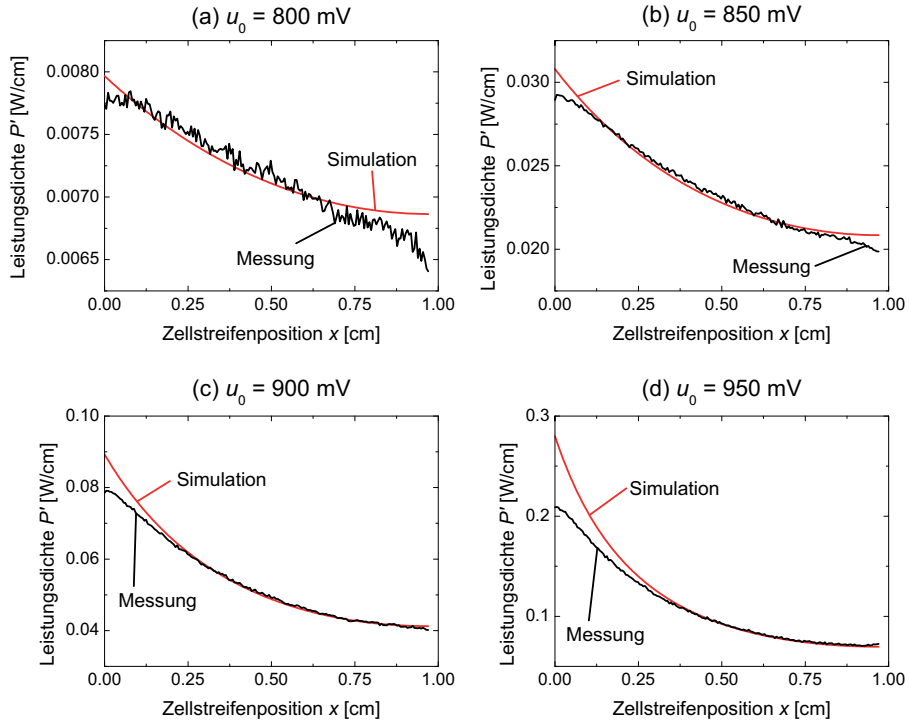


Abb. 6.4: Vergleich zwischen der gemessenen Temperaturverteilung und der simulierten Leistungsdichteverteilung P'_{ZS} innerhalb eines Zellstreifens für (a) $u_0 = 800 \text{ mV}$, (b) $u_0 = 850 \text{ mV}$, (c) $u_0 = 900 \text{ mV}$ und (d) $u_0 = 950 \text{ mV}$. Die gemessenen Temperaturverteilungen wurden so skaliert, dass sich eine gute Übereinstimmung zu den Simulationen ergibt.

Tab. 6.4: Berechnete Anregungsparameter U_0 und I_0 , die zu einer möglichst guten Übereinstimmung zwischen der gemessenen Temperaturverteilung und der simulierten Leistungsdichteverteilung P'_{ZS} führen.

nom. Spannung u_0 [mV]	Spannung U_0 [mV]	Strom I_0 [mA]	Leistung P_{ZS} [mW]
800	806	8.7389	7.043
850	855	27.107	23.176
900	898	58.565	52.591
950	939	120.54	113.187

Die Leistungsdichte P'_{ZS} am Anfang des Zellstreifens wird durch das mathematische Modell für alle nominellen Spannungen u_0 überschätzt. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je höher die im Zellstreifen umgesetzte Leistung P_{ZS} ist. Ein Grund für die Überschätzung kann sein, dass sich angrenzend zum Anfang des vermessenen Zellstreifens das Ende des Nachbarzellstreifens befindet (vgl. Abb. 6.3). Da am Ende des Nachbarzellstreifens jedoch weniger Wärme produziert wird, als am Anfang des untersuchten Zellstreifens, kann es durch thermische Diffusion zu den in Abbildung 6.4 dargestellten Abweichungen um $x = 0$ herum kommen.

Analog zu den vorherigen Überlegungen müsste die berechnete Leistungsdichte P'_{ZS} am Ende des untersuchten Zellstreifens unter der gemessenen Leistungsdichte $P'_{\text{ZS,mess}}$ liegen. Allerdings ist der am Ende des vermessenen Zellstreifens angrenzende Nachbarzellstreifen in der Art geschädigt, dass für kleine elektrische Leistungen P_{ZS} in ihm nahezu keine thermische Leistung erzeugt wird (Abb. 6.3). Erst bei einer nominellen Spannung $u_0 = 950 \text{ mV}$ übersteigt die Temperatur am Anfang des Nachbarzellstreifens die Temperatur am Ende des untersuchten Zellstreifens deutlich (Abb. 6.3 (d)). Deshalb liegt nur für diese nominelle Spannung die gemessenen Leistungsdichte $P'_{\text{ZS,mess}}$ am Ende des untersuchten Zellstreifens leicht über der simulierten Leistungsdichte P'_{ZS} (Abb. 6.4 (d)).

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das mathematische Modell aus Abschnitt 6.1 die Leistungsdichteverteilung $P'_{\text{ZS}}(x)$ innerhalb eines Zellstreifens gut wiedergibt.

6.3 Untersuchung der Ohm'schen Verluste

Im Folgenden wird das Differentialgleichungssystem (6.8) aus Abschnitt 6.1 genutzt, um die in einem Zellstreifen anfallenden Ohm'schen Verluste zu berechnen. Die Ergebnisse der Berechnung werden anschließend verwendet, um das Modell von Gupta zu überprüfen (vgl. Abschnitt 2.2.1). Mit dem Modell von Gupta können ebenfalls auf eine sehr einfache Weise die Ohm'schen Verluste im TCO abgeschätzt werden.

Mit Hilfe des Differentialgleichungssystems (6.8) werden Hellkennlinien sowohl amorpher als auch mikrokristalliner Zellstreifen in Abhängigkeit von der Zellstreifenbreite w_a berechnet. Für die Berechnung der Hellkennlinien müssen zwei Randbedingungen vorgegeben werden. Die erste Randbedingung $I_{\text{TCO}}(w_a) = 0$ entspricht Gleichung (6.11). Als zweite Randbedingung wurde entsprechend Gleichung (6.10) die Spannung $U_{\text{Si}}(0) = U_0$ am Anfang des Zellstreifens vorgegeben. Das Differentialgleichungssystem

(6.8) kann mit den beiden Randbedingungen numerisch gelöst werden, so dass sich zu der Spannung U_0 ein Stromwert I_0 berechnen lässt. Durch Variation der vorgegebenen Spannung U_0 kann die komplette I/U-Kennlinie eines Zellstreifens simuliert werden. Zur numerischen Lösung wurde das Programm Maple der Firma Maplesoft eingesetzt [89].

Als Basis zur vollständigen Beschreibung des Differentialgleichungssystems wurden Werte für amorphe und mikrokristalline Solarzellen aus der Arbeit von Repmann verwendet [21]. Zur Beschreibung der Spannungsabhängigkeit der Photostromgenerierung wurde ein Ansatz nach Crandall gewählt [97]. Hiernach ergibt sich die spannungsabhängige Photostromdichte zu

$$J_{\text{ph}}(U) = J_{\text{ph,max}} \chi(U), \quad (6.20)$$

mit

$$\chi(U) = \frac{2\mu\tau(U_{\text{bi}} - U)}{d_{\text{Absorber}}^2} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{d_{\text{Absorber}}^2}{2\mu\tau(U_{\text{bi}} - U)} \right] \right\}. \quad (6.21)$$

Hierbei ist U_{bi} die über dem Absorber aufgebaute Built-in-Spannung bei offenen Klemmen, μ die Ladungsträgerbeweglichkeit und τ die Ladungsträgerlebensdauer (vgl. Abschnitt 2.1). Repmann hat bei einem Teil der Solarzellen, die in seiner Arbeit behandelt wurden, Parameter zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit aus Messdaten extrahiert. Aus diesem Teil wurde je eine amorphe Solarzelle und eine mikrokristalline Zelle für die weiteren Berechnungen in diesem Kapitel ausgewählt. Tabelle 6.5 gibt eine Übersicht über die Parameter der beiden ausgesuchten Zellen. Die Parameter wurden als Eingangsparameter für die Simulation der Hellkennlinien verwendet.

Zunächst wurden Hellkennlinien unter der Annahme $R_{\square, \text{TCO}} = 0$ für die amorphe Solarzelle und für die mikrokristalline Solarzelle berechnet. Die so berechneten Hellkennlinien dienen als Referenz zur Ermittlung der Ohm'schen Verluste, die bei TCO-Schichtwiderständen $R_{\square, \text{TCO}} \neq 0$ auftreten. Bei $R_{\square, \text{TCO}} = 0$ ergab sich für den amorphen Zellstreifen eine Stromdichte von $J_{\text{MPP}} = 10.17 \text{ mA}$ im MPP, eine Spannung von $U_{\text{MPP}} = 765 \text{ mV}$ im MPP und ein Füllfaktor von $FF = 68.5\%$. Die entsprechenden Werte für den mikrokristallinen Zellstreifen betrugen $J_{\text{MPP}} = 20.83 \text{ mA}$, $U_{\text{MPP}} = 437 \text{ mV}$ und $FF = 74.3\%$.

Anschließend wurde bei der Berechnung der Hellkennlinien der jeweilige TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ der beiden Solarzellentypen berücksichtigt. Die Hellkennlinien wurden für unterschiedliche aktive Zellstreifenbreiten w_{a} berechnet. Die mittlere Leistung pro Zellstreifenbreite $P_{\text{max}}/w_{\text{a}}$, die mit einem TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ aus Tabelle 6.5 erzeugt wird, und die mittlere Leistung pro Zellstreifenbreite $P_{\text{max}}/w_{\text{a}}$, die mit einem TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}} = 0$ erzeugt wird, wurden miteinander

Tab. 6.5: Zellparameter, die zur Simulation der Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens unter Beleuchtung verwendet wurden [21].

Parameter	a-Si:H	μ c-Si:H
Diodenidealitätsfaktor n	1.39	1.35
Sättigungssperrstromdichte J_0	$6.1 \times 10^{-11} \text{ mA/cm}^2$	$4.5 \times 10^{-6} \text{ mA/cm}^2$
Zellstreifenlänge l	8 cm	8 cm
Temperaturspannung U_T	25.9 mV	25.9 mV
TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$	9 Ω	5.6 Ω
spezifischer Widerstand ρ_{Si}	405 k Ω m	7.4 M Ω m
Absorberschichtdicke d_{Absorber}	310 nm	1350 nm
max. Photostromdichte $J_{\text{ph, max}}$	13.15 mA/cm ²	24 mA/cm ²
$\mu\tau$ -Produkt	$6 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{V}$	$4.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{V}$
eingebaute Spannung U_{bi}	0.97 V	0.55 V

verglichen. Der Quotient der beiden Leistungsdichten ergibt den vom TCO hervorgerufenen Verlustanteil $f_{\text{TCO, DGL}}$. Die Abbildungen 6.5 (a) und 6.5 (b) zeigen den TCO-Verlustanteil $f_{\text{TCO, DGL}}$ eines amorphen Zellstreifens und eines mikrokristallinen Zellstreifens in Abhängigkeit von der aktiven Zellstreifenbreite w_a . Zusätzlich eingezeichnet ist der jeweilige Verlustanteil f_{TCO} , der sich nach der Gupta-Methode ergibt (vgl. Abschnitt 2.2.1), und der jeweilige Flächenverlustanteil f_d . Für die Berechnung der Flächenverluste wurde eine Verschaltungsbreite w_d von 300 μm gewählt.

Es ist zu erkennen, dass sowohl der TCO-Verlustanteil $f_{\text{TCO, DGL}}$, berechnet aus dem Differentialgleichungssystem (6.8), als auch der TCO-Verlustanteil f_{TCO} , berechnet nach dem Gupta-Modell, mit steigender Zellstreifenbreite w_a zunimmt. Dies gilt für beide Solarzellentypen. Allerdings steigt mit steigender Breite w_a der Verlustanteil $f_{\text{TCO, DGL}}$ stärker an, als der Verlustanteil f_{TCO} . Der Grund für die sich hierdurch ergebende Abweichung, die mit steigendem w_a zunimmt, ist der Spannungsabfall über dem TCO. Durch den Spannungsabfall ändert sich der Arbeitspunkt der Solarzelle in Abhängigkeit von der Position x im Zellstreifen. Die Arbeitspunktänderung wird jedoch durch das Gupta-Modell nicht berücksichtigt, wodurch sich die Abweichung vom mathematischen Modell nach Gleichungssystem (6.8) ergibt.

Trotz der Abweichungen liefern beide Modelle für die Berechnung der optimalen Zellstreifenbreite $w_{a, \text{opt}}$ das gleiche Ergebnis. Grund hierfür ist, dass für $w_a = w_{a, \text{opt}}$ die Abweichungen der beiden Modelle zueinander noch sehr gering sind. Für den amorphen Zellstreifen ergibt sich $w_{a, \text{opt}} = 0.71 \text{ cm}$ und für den mikrokristallinen Zellstreifen

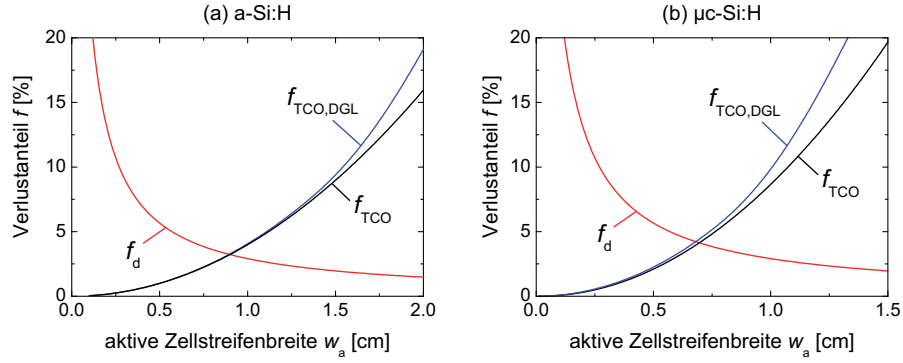


Abb. 6.5: TCO-Verlustanteil $f_{TCO,DGL}$, berechnet aus dem Differentialgleichungssystem (6.8), TCO-Verlustanteil f_{TCO} , berechnet nach dem Gupta-Modell und Flächenverlustanteil f_d für (a) einen amorphen Zellstreifen und (b) einen mikrokristallinen Zellstreifen. Für die Berechnung der Flächenverluste wurde eine Verschaltungsweite $w_d = 300 \mu m$ angenommen.

$w_{a,opt} = 0.54 \text{ cm}$. Somit liefert das Gupta-Modell eine ausreichend gute Abschätzung der TCO-Verluste f_{TCO} , um die Gesamtverluste $f_{TCO} + f_d$ minimieren zu können.

Zur Verdeutlichung der Änderung des Arbeitspunktes der Solarzelle in Abhängigkeit von der x -Position ist in Abbildung 6.6 (a) die Strom-/Spannungsverteilung eines 2 cm breiten amorphen Zellstreifens dargestellt. Die Strom-/Spannungsverteilung wurde berechnet unter MPP-Bedingungen. Es ist zu erkennen, dass die über der Siliziumschicht

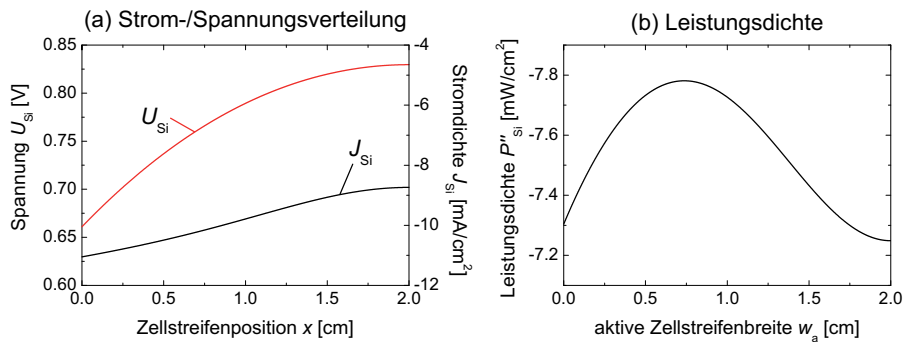


Abb. 6.6: (a) Strom-/Spannungsverteilung sowie (b) Leistungsdichte in der Siliziumschicht eines amorphen Zellstreifens der Länge $w_a = 2 \text{ cm}$.

anliegende Spannung U_{Si} mit steigender Entfernung x zum Zellstreifenanfang zunimmt. Hierdurch ist im hinteren Bereich des Zellstreifens die Stromdichte J_{Si} geringer. Die Abnahme der Stromdichte J_{Si} mit steigendem x ist einerseits auf die Spannungsabhängigkeit des Photostroms $J_{\text{ph}}(U)$ und andererseits auf den erhöhten Stromfluss durch die Silizium-Diode bei steigender Spannung U_{Si} zurückzuführen. Überraschenderweise liegt innerhalb der Siliziumschicht das betragsmäßige Maximum der Leistungsdichte P''_{Si} bei $x = 0.75 \text{ cm}$ (Abb. 6.6 (b)). Dies ist darauf zurückzuführen, dass im MPP der Anfang des Zellstreifens bei einer Spannung U_{Si} betrieben wird, die zu gering ist, um die maximale Leistung zu erzeugen, wohingegen am Ende des Zellstreifens eine für die maximale Leistungserzeugung zu hohe Spannung U_{Si} anliegt.

7 Alternative Verschaltungskonzepte

In den vorherigen Kapiteln wurden die Absorber- und die Rückkontaktstrukturierung untersucht sowie die Strom-/Spannungsverteilung in einem fertigen Solarmodul analysiert. Ein Nachteil der bei Dünnschicht-Solarmodulen gebräuchlichen Verschaltungsmethode ist, dass ein Teil der Modulfläche ausschließlich zur Serienverschaltung genutzt werden muss (vgl. Abschnitt 2.2). Hierdurch verringert sich relativ der Wirkungsgrad η um einige Prozente. Im ersten Teil dieses Kapitels wird eine Methode entwickelt, die es ermöglicht, die in Dünnschicht-Solarmodulen anfallenden relativen Flächenverluste f_d zu reduzieren. Bei dieser Methode werden die gleichen Strukturierungsprozesse genutzt, wie in der Standardverschaltungsmethode (vgl. Abschnitt 3.3). Für die neue Verschaltungsmethode kann somit auf bestehende Strukturierungssysteme zurückgegriffen werden.

Bei der monolithischen Serienverschaltung ist eine Strukturierung der funktionalen Schichten zwischen den einzelnen Depositionsschritten notwendig. Dies ist ein großer Nachteil bei der Herstellung von Dünnschicht-Solarmodulen. Die verschiedenen funktionalen Schichten eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls werden meist unter ähnlichen Bedingungen abgeschieden. So kommen häufig Vakuumprozesse (PECVD, PVD) zum Einsatz. Zudem werden die Schichten teils bei hohen Temperaturen hergestellt, was lange Aufheiz- und Abkühlzeiten zur Folge hat. Aufgrund der Strukturierungsschritte muss die Kette von Depositionsverfahren immer wieder unterbrochen werden. In der Optimierung des Herstellungsablaufes liegt ein großes Potential an Zeit- und somit auch Kostenreduzierung. Die gesamte Strukturierung eines Dünnschicht-Solarmoduls erst nach Deposition aller funktionalen Schicht durchzuführen, ist eine Möglichkeit, Zeit und Kosten einzusparen. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird ein Verfahren vorgestellt, das dies ermöglicht. Dazu sind nur wenige Veränderungen an den derzeit verwendeten Strukturierungssystemen erforderlich.

7.1 Vergrößerung der aktiven Fläche

Im Folgenden wird eine Methode dargestellt, mit der die aktiv genutzte Fläche eines Dünnschicht-Solarmoduls vergrößert werden kann. Zunächst werden die Funktionen

der in einem Dünnschicht-Solarmodul vorhandenen Strukturierungsgräben betrachtet. Anschließend wird hieraus eine Methode abgeleitet, die durch eine lediglich verbesserte Anordnung der Strukturierungsgräben eine Reduzierung der relativen Flächenverluste f_d ermöglicht. Für diese verbesserte Anordnung werden danach die Ohm'schen Verluste im TCO allgemein hergeleitet und für den konkreten Fall eines amorphen Solarmoduls berechnet. Abschließend werden die Berechnungen bezüglich der TCO-Verluste anhand einer Teststruktur überprüft.

Die Strukturierung der Absorberschicht eines Dünnschicht-Solarmoduls besitzt die Aufgabe, den Front- und Rückkontakt benachbarter Zellstreifen zu verbinden. Hierdurch wird die Serienschaltung realisiert. Die Auftrennung der Kontaktschichten hingegen verhindert einen Kurzschluss der Zellstreifen über die Absorberstrukturierung (vgl. Abschnitt 2.2, insb. Abb. 2.6).

Um einen elektrischen Kontakt zu realisieren ist es nicht notwendig, eine flächige Verbindung in Form einer durchgängigen Linie zwischen Front- und Rückkontakt herzustellen. Stattdessen reichen punktuelle Verbindungen, um die Funktion zu gewährleisten. Um zwei Bereiche elektrisch voneinander zu isolieren, ist hingegen eine durchgängige Trennung dieser Bereiche nötig. Der Verlauf des Trenngrabens muss allerdings nicht geradlinig sein, so wie es in der Standardverschaltungsmethode der Fall ist. Dieser Freiheitsgrad kann genutzt werden, um in Verbindung mit einer punktuellen Kontaktierung zwischen Front- und Rückkontakt eine Vergrößerung der aktiv nutzbaren Fläche zu realisieren.

Hierfür sind analog zum Standardstrukturierungsprozess drei Schritte notwendig. In den Abbildungen 7.1 (a) bis 7.1 (c) sind Auszüge des Verschaltungsbereichs jeweils nach Durchführung eines Strukturierungsschritts dargestellt. Zunächst wird, wie bei der Standardstrukturierungsmethode, der Frontkontakt geradlinig aufgetrennt (Abb. 7.1 (a)). Anschließend wird der Siliziumschichtstapel ganzflächig auf dem strukturierten Frontkontakt deponiert. Das Silizium wird nun, abweichend von der Standardmethode, nicht linienförmig abgetragen, sondern lediglich punktuell (Abb. 7.1 (b)). Hierdurch bleibt ein Großteil der Siliziumschicht erhalten.

Abbildung 7.1 (c) zeigt die Situation nach der Rückkontaktstrukturierung. Um die gewonnene Fläche für das Solarmodul nutzbar zu machen, darf die Rückkontaktauftrennung nicht rechtsseitig, geradlinig an den punktuellen Siliziumöffnungen vorbeiführen. Hierdurch wäre die gewonnene Fläche einerseits von den Zellstreifen elektrisch isoliert und andererseits über die Siliziumöffnungen kurzgeschlossen. Stattdessen muss die Rückkontaktauftrennung in Bereichen, in denen keine Siliziumöffnung vorliegt, auf

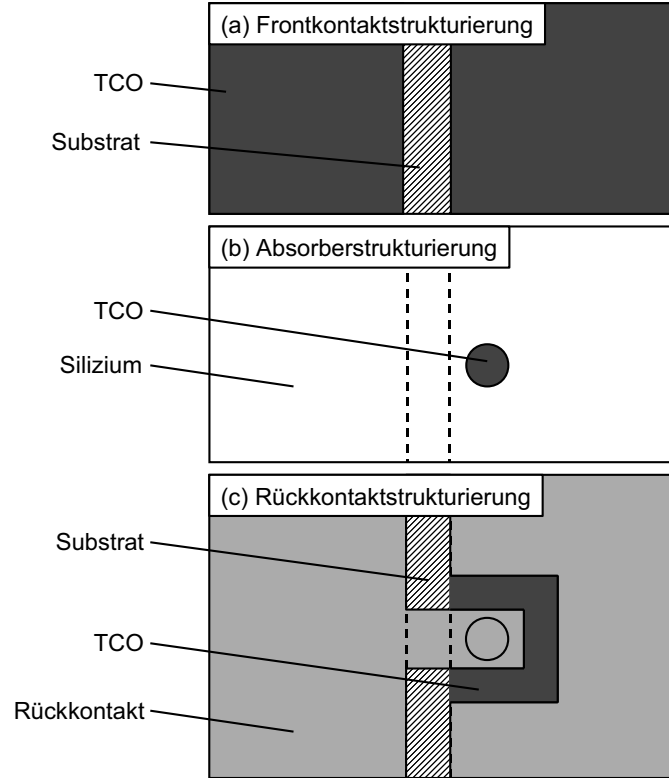


Abb. 7.1: Anordnung der Strukturierungsgräben zur Reduzierung der relativen Flächenverluste f_d . (a) Verlauf der Frontkontaktstrukturierung analog zum Standardverfahren. (b) Lokale Öffnung des Absorbers zur Freilegung der TCO-Schicht. (c) Mäanderförmige Strukturierung des Rückkontaktes. Der Strukturierungsgraben liegt teilweise auf dem Strukturierungsgraben im Frontkontakt. Hierdurch wird die bei der Absorberstrukturierung eingesparte Fläche zur Energieerzeugung nutzbar gemacht.

der Frontkontaktstrukturierung ausgeführt werden. In Bereichen, in denen eine Siliziumöffnung vorliegt, muss die Rückkontaktauftrennung mäanderförmig an der Siliziumöffnung vorbeigeführt werden. Hierbei müssen Front- und Rückkontaktstrukturierung so ausgeführt werden, dass sie die Siliziumöffnungen umschließen.

Abbildung 7.2 gibt einen Überblick über mehrere Verschaltungsbereiche. Bei der Standardverschaltungsmethode trägt ein Fläche der Breite w_d nicht zur Stromerzeugung bei, wodurch sich ein relativer Flächenverlust

$$f_d = \frac{w_d}{w_d + w_a} \quad (7.1)$$

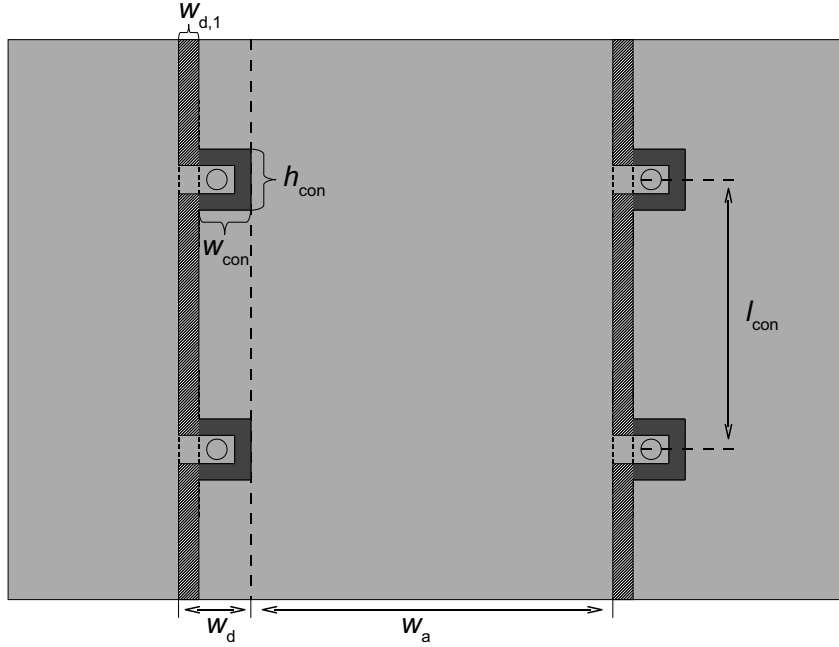


Abb. 7.2: Überblick über zwei Verschaltungsbereiche. Hierbei bezeichnet w_d die Breite des Verschaltungsbereichs und w_a die Breite des aktiven Bereichs beim Standardprozess, l_{con} den Abstand zweier Punktkontakte, h_{con} und w_{con} Höhe und Breite des Mäanders um den Punktkontakt und $w_{d,1}$ die Breite des Strukturierungsgrabens in Bereichen, in denen kein Punktkontakt vorhanden ist.

ergibt. Der aktive Bereich der Zelle besitzt hierbei die Breite w_a . Für die flächenoptimierte Verschaltungsmethode hingegen ergibt sich ein relativer Flächenverlust von

$$f_{d,opt} = \frac{l_{con}w_{d,1} + h_{con}w_{con}}{l_{con}(w_d + w_a)} = \frac{w_{d,1}}{w_d + w_a} + \frac{A_{con}}{l_{con}(w_d + w_a)}. \quad (7.2)$$

Hierbei ist l_{con} der Abstand zweier Siliziumöffnungen zueinander, h_{con} und w_{con} Höhe und Breite der mäanderförmigen Rückkontaktstrukturierung und $w_{d,1}$ die Breite der Verschaltung in den Bereichen, in denen keine Siliziumöffnung vorhanden ist. Die Fläche, die von der mäanderförmigen Rückkontaktstrukturierung gebildet wird, entspricht A_{con} . Gleichung (7.2) gilt nur, solange $l_{con} \geq h_{con}$.

Aus (7.2) geht hervor, dass der relative Flächenverlust $f_{d,opt}$ von dem Abstand l_{con} zwischen zwei Siliziumöffnungen abhängt. Mit steigendem l_{con} sinkt $f_{d,opt}$ (zweiter Summand). Allerdings gibt es einen von l_{con} unabhängigen Anteil, so dass stets ein Flächenverlust $f_{d,opt}$ durch die Verschaltung entsteht (erster Summand).

Um die Ohm'schen Verluste im TCO berechnen zu können, wird das in Kapitel 6 vorgestellte mathematische Modell, das die Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Solarmodulzellstreifens beschreibt, auf den 2-dimensionalen Fall erweitert. Zunächst wird der Stromtransport im TCO betrachtet. Dieser ist innerhalb des TCOs nicht überall gleichgerichtet. Aufgrund dessen ist es hilfreich, den Stromtransport als Strömungsfeld zu interpretieren. An jedem Ort wird ein Vektor definiert, der Richtung und Betrag der Stromdichte \vec{J}_{TCO} in der TCO-Ebene angibt. Analog zu den Gesetzen der Elektrostatik ist die Stromdichte \vec{J}_{TCO} am Ort \vec{x} proportional zum Gradienten des Potentials $\varphi(\vec{x})$. Dieser entspricht im hier vorliegenden Fall dem Gradienten der Spannung U_{Si} über dem Silizium, da diese für jeden Ort des TCOs das gleiche Referenzpotential besitzt, nämlich das Potential des Rückkontaktes. Der Rückkontakt wird aufgrund seiner hohen Leitfähigkeit in erster Näherung als Äquipotentialfläche angenommen. Somit ergibt sich

$$\vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x}) = -\frac{1}{\rho_{\text{TCO}}} \text{grad } U_{\text{Si}}(\vec{x}). \quad (7.3)$$

Eine weitere wichtige Größe analog zum 1-dimensionalen Fall ist die Änderung der Stromdichte $\vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x})$. Es gilt die Kontinuitätsgleichung, wobei der vom Silizium ins TCO eingespeiste Strom eine Quelle darstellt, die den Nettostromfluss verändert. Es gilt

$$d_{\text{TCO}} \text{div } \vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x}) = -J_{\text{Si}}(\vec{x}). \quad (7.4)$$

Über die Dicke d_{TCO} des TCOs wird eine homogene Stromdichte $\vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x})$ impliziert. Somit muss zur Berechnung der Stromdichteänderung in der TCO-Ebene die Stromdichte $\vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x})$ mit d_{TCO} multipliziert werden. Die vom Silizium eingepreßte Stromdichte entspricht $J_{\text{Si}}(\vec{x})$. Hierfür ergibt sich

$$J_{\text{Si}}(\vec{x}) = J_0 \left[\exp \left(\frac{U_{\text{Si}}(\vec{x})}{nU_{\text{T}}} \right) - 1 \right] + \frac{U_{\text{Si}}(\vec{x})}{d_{\text{Si}}\rho_{\text{Si}}} - J_{\text{ph}}(U_{\text{Si}}(\vec{x})), \quad (7.5)$$

vergleiche Abschnitt 6.1, Gleichung (6.4). Somit hängt die Stromdichte im Silizium $J_{\text{Si}}(\vec{x})$ ebenfalls von der Spannung $U_{\text{Si}}(\vec{x})$ ab. Kombiniert man Gleichung (7.3) und Gleichung (7.4), so erhält man nach umformen

$$\Delta U_{\text{Si}}(\vec{x}) = \frac{\rho_{\text{TCO}}}{d_{\text{TCO}}} J_{\text{Si}}(U_{\text{Si}}(\vec{x})) = R_{\square, \text{TCO}} J_{\text{Si}}(U_{\text{Si}}(\vec{x})). \quad (7.6)$$

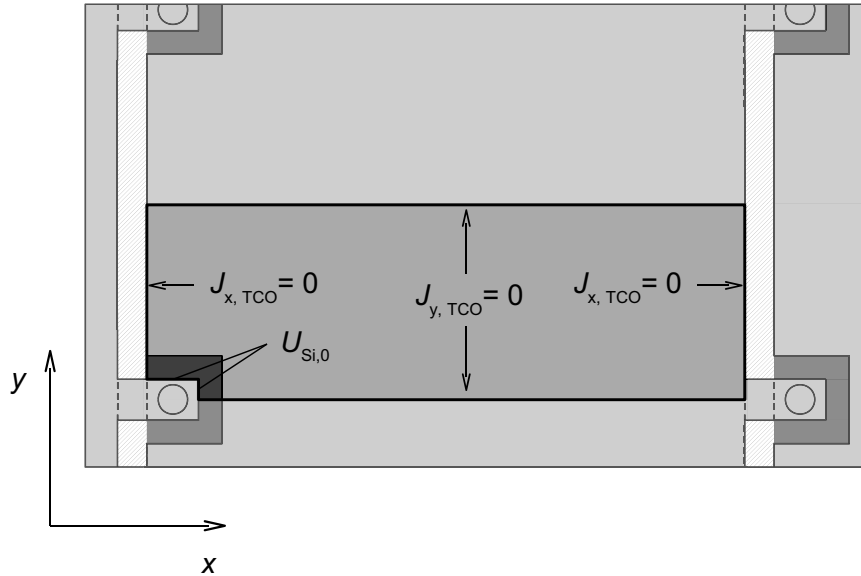


Abb. 7.3: Randbedingungen und Symmetrien im Verschaltungsbereich. Aus Symmetriegründen muss nur ein Teilgebiet betrachtet werden. Am Rand dieses Teilgebietes ergibt sich in Normalrichtung meist ein Stromfluss von 0. Lediglich am Rand des Punktkontaktes, der als rechteckig angenommen wird, wird eine Spannung $U_{Si,0}$ vorgegeben.

Hierbei handelt es sich um eine nichtlineare Poisson-Gleichung, zu deren vollständigen Bestimmung Randbedingungen benötigt werden. Abbildung 7.3 zeigt das für die Festlegung der Randbedingungen betrachtete Gebiet. Aus Symmetriegründen muss nur ein Teilbereich des Zellstreifens berücksichtigt werden. Oberhalb einer Siliziumöffnung, respektive eines Punktkontaktes, ergibt sich der gleiche Stromfluss wie unterhalb dieses Punktkontaktes. Aufgrund dessen muss die Nettostromdichte $J_{y,TCO}$ in y -Richtung an der Symmetrieachse gleich 0 sein muss. Gleiches gilt auf der Symmetrieachse zwischen zwei Punktkontakten eines Verschaltungsbereichs.

Am Anfang und am Ende des Zellstreifens muss der Stromfluss $J_{x,TCO}$ in x -Richtung auf 0 sinken, da hier der Frontkontakt durch die Serienschaltung begrenzt wird. Auf dem Rand der Siliziumöffnung wird direkt ein Spannungswert $U_{Si,0}$ vorgegeben. Die Siliziumöffnung wird in der weiteren Betrachtung als rechteckig angenommen.

Mit Hilfe von Gleichung (7.6) sowie den Randbedingungen gemäß Abbildung 7.3 lässt sich die Spannungsverteilung im Silizium numerisch berechnen, was im Falle einer nichtlinearen Poisson-Gleichung allerdings nicht trivial ist. Eine deutliche Vereinfachung er-

gibt sich unter der Annahme, dass die vom Silizium eingeprägte Stromdichte J_{Si} über dem gesamten TCO-Gebiet unabhängig von U_{Si} und somit konstant ist. Hierdurch geht Gleichung (7.6) über in eine lineare Poisson-Gleichung, welche mit Standardmethoden der numerischen Mathematik bearbeitet werden kann. Die Annahme, dass das Silizium eine konstante Stromquelle darstellt, wurde für den Fall einer 1-dimensionalen Stromverteilung bereits in Kapitel 6 eingehend behandelt (Gupta-Modell). Hierbei hat sich herausgestellt, dass diese Annahme zur Bestimmung der optimalen Zellstreifenbreite w_a eine sehr gute Näherung darstellt. Dies lässt vermuten, dass auch im hier vorliegenden Fall die Vereinfachung zu einer hinreichend genauen Näherung der Ohm'schen Verluste im TCO führt.

Um aus der Spannungsverteilung $U_{\text{Si}}(\vec{x})$ die Verluste im TCO zu bestimmen, wurde zunächst mit Hilfe von Gleichung (7.3) die Stromdichteverteilung $\vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x})$ berechnet. Die elektrische Leistungsdichte ergibt sich hiermit zu

$$P_{\text{TCO}}'''(\vec{x}) = \rho_{\text{TCO}} \left| \vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x}) \right|^2. \quad (7.7)$$

Hieraus lässt sich die gesamte im TCO anfallende Verlustleistung berechnen zu

$$P_{\text{TCO}} = \int_{V_{\text{TCO}}} \rho_{\text{TCO}} \left| \vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x}) \right|^2 dV = d_{\text{TCO}} \rho_{\text{TCO}} \int_{A_{\text{TCO}}} \left| \vec{J}_{\text{TCO}}(\vec{x}) \right|^2 dA. \quad (7.8)$$

Hierbei entspricht A_{TCO} der in Abbildung 7.3 hervorgehobenen Fläche. Setzt man Gleichung (7.3) in Gleichung (7.8) ein, so ergibt sich nach umformen

$$P_{\text{TCO}} = \frac{1}{R_{\square, \text{TCO}}} \int_{A_{\text{TCO}}} |\text{grad } U_{\text{Si}}(\vec{x})|^2 dA. \quad (7.9)$$

Aus Gleichung (7.9) lassen sich die relativen Ohm'schen Verluste $f_{\text{TCO, opt}}$ berechnen zu

$$f_{\text{TCO, opt}} = \frac{P_{\text{TCO}}}{J_{\text{mpp}} U_{\text{mpp}} A_{\text{TCO}}}. \quad (7.10)$$

Die Berechnung der TCO-Verluste wurde exemplarisch für eine amorphe Solarzelle auf einem AsahiU-Substrat in Abhängigkeit vom Abstand l_{con} zweier Siliziumöffnungen durchgeführt. Es wurde eine konstante Siliziumstromdichte $J_{\text{Si}} = J_{\text{MPP}} =$

10.17 mA/cm^2 bei einer Spannung von $U_{\text{Si},0} = U_{\text{MPP}} = 0.765 \text{ V}$ und einem TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}} = 9 \Omega$ angenommen. Dies entspricht den Werten der amorphen Solarzelle, die in Kapitel 6 ausführlich behandelt wurde. Der Simulation wurde ein quadratischer Punktkontakt der Größe $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ zugrunde gelegt. Die Breite $w_a + w_{\text{con}}$ der betrachteten Solarzelle betrug konstant 10 mm . Die Poisson-Gleichung wurde mit Hilfe der Finite-Elemente-Software Elmer gelöst.

Die Abbildungen 7.4 (a) bis 7.4 (d) zeigen exemplarisch die berechneten Spannungsverteilungen für Kontaktabstände l_{con} zwischen 0 mm und 8 mm . Es ist jeweils ein Bereich analog zu Abbildung 7.3 dargestellt. Weiß eingezeichnet sind die jeweiligen Kontakte, an denen die Spannung $U_{\text{Si},0} = 0.765 \text{ V}$ vorgegeben wurde.

Es zeigt sich, dass für $l_{\text{con}} = 0 \text{ mm}$ und $l_{\text{con}} = 1 \text{ mm}$ eine nahezu identische Spannungsverteilung vorliegt. Mit steigendem Kontaktabstand l_{con} hingegen steigt der Spannungsabfall über dem TCO deutlich an. Insbesondere in der unmittelbaren Umgebung der

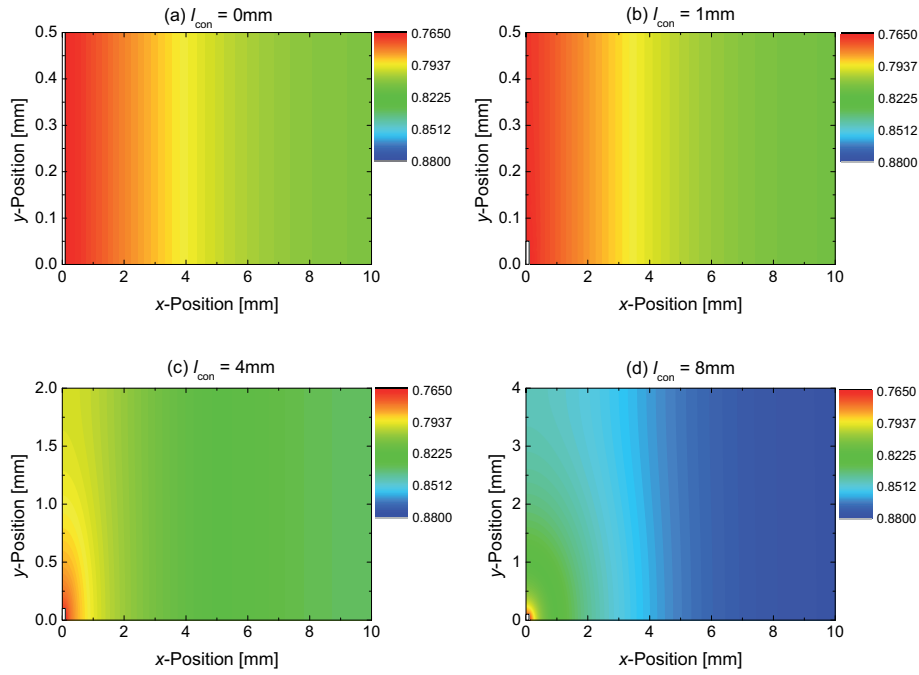


Abb. 7.4: Spannungsverteilung im Silizium als Funktion des Kontaktabstandes l_{con} bei einer Spannung am Punktkontakt $U_{\text{Si},0} = U_{\text{MPP}} = 0.765 \text{ V}$. Für $l_{\text{con}} = 0 \text{ mm}$ und $l_{\text{con}} = 1 \text{ mm}$ ergibt sich nahezu dieselbe Spannungsverteilung. Für größere Kontaktabstände hingegen ergibt sich ein stärkerer Spannungsabfall, auch in y -Richtung.

Kontakte liegt ein großer Gradient der Spannungsverteilung vor, da der Betrag der Stromdichte $|J_{\text{TCO}}(\vec{x})|$ zum Kontakt hin mit steigendem l_{con} deutlich zunimmt. Der Betrag der Stromdichte $|J_{\text{TCO}}(\vec{x})|$ steigt bei größerem Kontaktabstand l_{con} , weil pro Kontakt mehr Strom abgeführt werden muss.

In Abbildung 7.5 sind die relativen Ohm'schen Verluste $f_{\text{TCO,opt}}$ im TCO als Funktion des Kontaktabstandes l_{con} dargestellt (rot). Zusätzlich abgebildet sind die Flächenverluste $f_{\text{d,opt}}$ (schwarz) sowie die Summe f_{gesamt} aus Ohm'schen Verlusten und Flächenverlusten (blau). Für die Berechnung der Flächenverluste wurden eine Mäanderfläche $A_{\text{con}} = 200 \times 300 \mu\text{m}^2$ und eine minimale Breite der Verschaltung $w_{\text{d},1} = 100 \mu\text{m}$ angenommen. Wie zu erwarten, sinken die Flächenverluste $f_{\text{d,opt}}$ mit steigendem Kontaktabstand l_{con} , und sie liegen bereits für kleine Kontaktabstände l_{con} nahe an ihrem Minimalwert $w_{\text{d},1}$.

Die Ohm'schen Verluste $f_{\text{TCO,opt}}$ hingegen zeigen einen gegenläufigen Trend und nehmen mit steigendem Kontaktabstand l_{con} zu. Vergleicht man den Verlustanteil $f_{\text{TCO,opt}}$, berechnet aus der Spannungsverteilung für einen Kontaktabstand $l_{\text{con}} = 0 \text{ mm}$ (durchgängigen Kontakt), und den Verlustanteil f_{TCO} , berechnet nach dem Modell von Gupta et al. (vgl. Abb. 6.5 (a), $w_{\text{a}} = 9.9 \text{ mm}$), so ergibt sich lediglich eine Abweichung

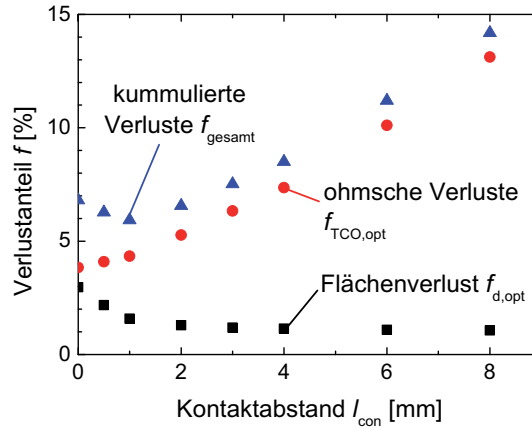


Abb. 7.5: Relativer Verlustanteil $f_{\text{TCO,opt}}$ (rot), hervorgerufen durch das TCO, sowie relativer Verlustanteil $f_{\text{d,opt}}$ (schwarz), hervorgerufen durch den Flächenverlust der Strukturierung, als Funktion des Kontaktabstandes l_{con} . Die Berechnungen gelten für einen amorphen Zellstreifen der Breite $w_{\text{a}} + w_{\text{d}} = 10 \text{ mm}$, eine Mäanderfläche $A_{\text{con}} = 200 \times 300 \mu\text{m}^2$ und eine minimale Breite der Verschaltung $w_{\text{d},1} = 100 \mu\text{m}$. Zudem dargestellt sind die kumulierten Verluste f_{gesamt} (blau).

$\Delta f_{\text{TCO}} < 2\%$. Dies belegt die prinzipielle Eignung der hier verwendeten Methode zur Bestimmung der Ohm'schen Verluste im TCO.

Die Gesamtverluste f_{gesamt} besitzen ein Minimum für $l_{\text{con}} \approx 1\text{ mm}$. Gegenüber einem durchgängigen Kontakt reduzieren sich die Gesamtverluste relativ um ca. 13 % von $f_{\text{gesamt}} = 6.8\%$ auf $f_{\text{gesamt}} = 5.9\%$. Da die Zellstreifenbreite $w_a + w_d$ bei der Simulation konstant gehalten wurde, ist das Potential der neuen Verschaltungsmethode noch nicht vollkommen ausgereizt. Bei einer Anpassung von $w_a + w_d$ könnten sich die Gesamtverluste weiter reduzieren. Eine zusätzliche Optimierungsmöglichkeit ist die Geometrie der Punktkontakte. Für die Berechnung wurde ein quadratischer Kontakt der Größe $100 \times 100\text{ }\mu\text{m}^2$ verwendet. Größere Kontakte reduzieren einerseits den Flächengewinn und führen andererseits zu einer Verringerung der Ohm'schen Verluste im TCO. Grund hierfür ist, dass die Stromdichte \vec{J}_{TCO} im Bereich des Kontaktes sehr hoch ist und maßgeblich durch Form und Größe des Kontaktes beeinflusst wird. Eine optimierte Kontaktgeometrie könnte somit die TCO-Verluste weiter reduzieren.

Das am IEF-5 vorhandene Laserstrukturierungssystem ist durch Limitierungen der Steuerungssoftware nicht in der Lage, Gräben mit einer Länge unter 1 mm zu erzeugen. Aufgrund dessen konnte die flächenoptimierte Verschaltungsmethode im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht im Experiment getestet werden. Jedoch ist es möglich, räumlich voneinander separierte Ablationskrater zu erzeugen. Diese wurden verwendet, um die durchgeführten Simulationen mit experimentell ermittelten Ergebnissen zu überprüfen.

Abbildung 7.6 zeigt die verwendete Teststruktur. Auf einer Länge $w = 10\text{ mm}$ wurden in einem definierten Abstand l_{con} Ablationskrater in amorphem Silizium auf ei-

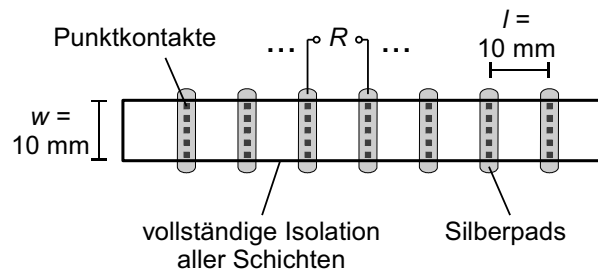


Abb. 7.6: Schematischer Aufbau der Teststruktur zur Vermessung von Punktkontakten. In einem Abstand von $l = 10\text{ mm}$ wurden je sieben Punktkontaktreihen hergestellt. Es wurden Punktabstände l_{con} zwischen 0.05 mm und 10 mm untersucht.

nem AsahiU-Substrat hergestellt. Hierzu wurde der Slablaser mit einem annähernd 2-dimensionalen Top-Hat-Profil verwendet. Die Größe der einzelnen Krater beträgt ca. $35 \times 35 \mu\text{m}^2$. Die Strukturierung wurde mit einem gleichbleibenden Abstand von $l = 10 \text{ mm}$ sieben mal wiederholt. Im Anschluss daran wurden im Bereich der Ablationskrater Silberkontakte aufgebracht, so dass Punktkontakte zwischen TCO und Silber gebildet wurden. Das gesamte Schichtsystem wurde um die Punktkontakte herum isoliert (vgl. Abb. 7.6). Es wurden mehrere Proben mit unterschiedlichen Kontaktabständen l_{con} zwischen 0.05 mm und 10 mm hergestellt. Die Testgeometrien entsprechen prinzipiell denjenigen, die zur Vermessung des Kontaktwiderstandes R_C bei der Absorberstrukturierung verwendet wurden (Kap. 4).

Anschließend wurde für jede Probe der Widerstand R zwischen allen direkt benachbarten Silberkontakten bestimmt. Hierbei wurden Spannungen U zwischen -0.4 V und 0.4 V bei einer Schrittweite von 0.05 V verwendet. Zudem wurde der Widerstand der Testgeometrien für einige Kontaktabstände l_{con} mit Hilfe einer FEM-Simulation berechnet. Für die Simulation wurden Kontaktabstände gewählt, bei denen sich im Experiment ein Widerstand R ergibt, der deutlich über dem eines durchgängigen Kontaktes ($R = R_{\square, \text{TCO}}$) liegt. Im Gegensatz zur Simulation der Spannungsverteilung einer Solarzelle (Abb. 7.4) wurde der Quelltherm $J_{\text{Si}}(\vec{x}) = 0$ gesetzt, da analog zum Experiment lediglich der Widerstand der TCO-Schicht betrachtet wird. Für die Simulation wurde ein TCO-Schichtwiderstand von $R_{\square, \text{TCO}} = 8.75 \Omega$ angenommen. Dies entspricht dem Widerstand R , der sich zwischen zwei direkt benachbarten Silberkontakten bei einem Kontaktabstand von $l_{\text{con}} = 0.05 \text{ mm}$ einstellt. Hierbei ergibt sich näherungsweise das gleiche Verhalten wie bei einem durchgehenden Kontakt. Somit stellt nach Gleichung (4.2) der Widerstandswert eine gute Abschätzung für den Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ dar.

Abbildung 7.7 zeigt den experimentell bestimmten Widerstand R sowie den berechneten Widerstand R zwischen zwei direkt benachbarten Silberkontakten als Funktion des Kontaktabstandes l_{con} . Für die experimentellen Daten sind der Median der gemessenen Daten sowie das obere und untere Quartil als Streuungsmaß dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der grundsätzliche Verlauf des experimentell bestimmten Widerstandes R durch die Simulation wiedergegeben wird. Allerdings ergeben sich insbesondere für $l_{\text{con}} = 1 \text{ mm}$ und $l_{\text{con}} = 2 \text{ mm}$ starke Abweichungen zwischen Messung und Simulation.

Diese können mehrere Ursachen haben. Eine mögliche Ursache ist, dass der TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}}$ nicht konstant ist. Jedoch ist eine derart stark Schwankung von bis zu 25 % unwahrscheinlich. Eine andere mögliche Ursache ist eine Erhöhung der Kontaktwiderstände R_C zwischen Silber und TCO. Für Kontaktabstände $l_{\text{con}} \geq$

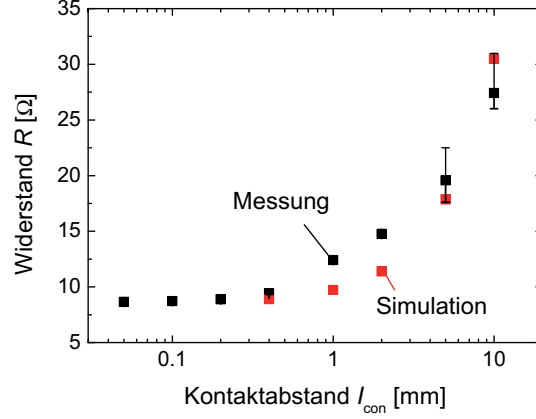


Abb. 7.7: Gemessener Widerstand R (schwarz) und berechneter Widerstand R (rot) zwischen zwei direkt benachbarten Silberkontakten als Funktion des Kontaktabstandes l_{con} . Für die experimentellen Daten sind der Median der gemessenen Daten sowie das obere und untere Quartil als Streuungsmaß dargestellt. Der Simulation wurde ein TCO-Schichtwiderstand $R_{\square, \text{TCO}} = 8.75 \, \Omega$ zugrunde gelegt. Der prinzipielle Verlauf des Experimentes kann durch die Simulation bestätigt werden. Für $l_{\text{con}} = 1 \text{ mm}$ und $l_{\text{con}} = 2 \text{ mm}$ ergeben sich Abweichungen, die wahrscheinlich auf Kontaktübergangswiderstände R_C zwischen Front- und Rückkontakt zurückzuführen sind.

1 mm mussten zur Strukturierung Pulswiederholfrequenzen $f_{\text{Puls}} \leq 1000 \text{ Hz}$ verwendet werden. Hierbei ergeben sich für eine optimale Absorberstrukturierung von amorphem Silizium auf einem AsahiU-Substrat mittlere Laserleistungen \bar{P}_{Laser} deutlich unterhalb 10 mW (vgl. Kapitel 4). Das zur Messung der Laserleistung \bar{P}_{Laser} verwendete System besitzt jedoch eine Ungenauigkeit größer 1 mW. Somit konnte die Pulsenergie \bar{E}_{Puls} für Kontaktabstände $l_{\text{con}} \geq 1 \text{ mm}$ nicht optimal eingestellt werden. Nach den Ergebnissen aus Kapitel 4 führt schon eine geringe Abweichung von der optimalen Pulsenergie \bar{E}_{Puls} zu einem deutlichen Anstieg des Kontaktwiderstandes R_C . Somit ist die Abweichung zwischen Messung und Simulation für $l_{\text{con}} = 1 \text{ mm}$ und $l_{\text{con}} = 2 \text{ mm}$ vermutlich auf einen erhöhten Kontaktwiderstand R_C zurückzuführen.

Abschließend kann festgehalten werden, dass durch die neue, andere Anordnung der Strukturierungsgräben die Summe aus Ohm'schen Verlusten $f_{\text{TCO, opt}}$ und Flächenverlusten $f_{\text{d, opt}}$ reduziert werden kann. Dies wurde durch eine Simulation am Beispiel einer amorphen Solarzelle auf einem SnO_2 -Substrat dargestellt. Für andere Schichtsysteme, insbesondere Tandemsolarzellen auf Zinkoxid-Substraten, könnte der erzielbare

Leistungsgewinn für das Solarmodul aufgrund der geringeren Stromdichte und der besseren Leitfähigkeit des TCOs noch höher ausfallen. Eine Überprüfung der Simulation anhand einer Teststruktur zeigt leichte Abweichungen zwischen Experiment und Berechnung. Aufgrund dessen sollten die Simulationsergebnisse lediglich als ein Richtwert für den optimalen Kontaktabstand l_{con} betrachtet werden und die Feinoptimierung im Experiment vorgenommen werden.

7.2 Nachträgliche Serienverschaltung

Der folgende Abschnitt beschreibt eine Methode zur nachträglichen Serienverschaltung von Dünnschicht-Solarmodulen. Hierbei finden die zur Serienverschaltung nötigen Herstellungsschritte nach Deposition aller funktionalen Schichten statt. Dies bietet die Möglichkeit, wie zu Beginn des Kapitels beschrieben, Herstellungszeit und somit auch Kosten zu reduzieren.

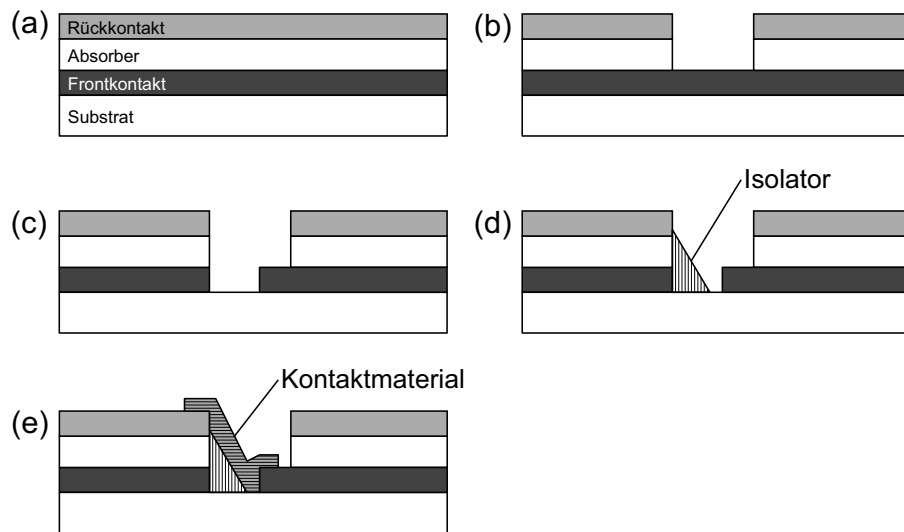


Abb. 7.8: Verfahren zur nachträglichen Serienverschaltung aus [98]. (a) Nach Deposition des Schichtsystems werden (b) Absorber und Rückkontakt strukturiert. (c) Anschließend wird der Frontkontakt aufgetrennt. (d), (e) Schließlich wird über einen Abscheideprozess Isolator und Kontaktmaterial so in den Stufengräben angeordnet, dass eine Serienverschaltung entsteht.

Aus [98] ist ein Verfahren bekannt, mit dem eine nachträgliche Serienverschaltung realisiert werden kann. Die hierzu nötigen Prozessschritte zeigen die Abbildungen 7.8 (a) bis 7.8 (e). Zunächst werden alle funktionalen Schichten abgeschieden, wie in Abbildung 7.8 (a) dargestellt. Der Absorber und der Rückkontakt werden anschließend aufgetrennt (Abb. 7.8 (b)). Im nächsten Schritt wird der Frontkontakt an der Stelle getrennt, an der auch die anderen beiden Schichten strukturiert wurden (Abb. 7.8 (c)). Die Auftrennung der Frontkontaktschicht wird hierbei schmaler ausgeführt als die Auftrennung der beiden anderen Schichten. Die durchgehende Abtragskante, welche an der im Bild linken Seite des Grabens entsteht, wird so mit einem Isolator beschichtet, dass Absorber und Frontkontakt abgedeckt sind (Abb. 7.8 (d)). Abschließend wird ein Kontaktmaterial im Bereich des Grabens deponiert, das den freigelegten Frontkontakt der im Bild rechten Zelle elektrisch mit dem Rückkontakt der linken Zelle verbindet (Abb. 7.8 (e)).

Nachteilig an dem zuvor beschriebenen Prozess ist, dass eine örtlich sehr genaue Deposition sowohl des Isolators als auch des Kontaktmaterials erforderlich ist, um die elektrische Funktion der Serienverschaltung zu gewährleisten. Dies kann zu einer Erhöhung der Kosten und einer Verringerung des Durchsatzes in der Massenproduktion führen.

Zur Vermeidung der aufgeführten Nachteile wurde ein neues Verschaltungskonzept entwickelt.

Die Abbildungen 7.9 (a) bis 7.9 (e) zeigen die Prozessschritte, die für das neue Verschaltungskonzept benötigt werden. Nach Deposition aller funktionalen Schichten ergibt sich eine Anordnung gemäß Abbildung 7.9 (a). Anschließend werden Frontkontakt, Absorber und Rückkontakt so strukturiert, dass der Frontkontakt in einem schmaleren Bereich aufgetrennt wird als die beiden anderen Schichten (Abb. 7.9 (b)). Dies kann, wie vorher und in [98] beschrieben, nacheinander geschehen. Alternativ können auch alle drei Schichten gleichzeitig strukturiert werden. Um unterschiedliche Grabenbreiten d_{Puls} zu realisieren, könnten unter Verwendung eines Achromaten gleichzeitig zwei Laserstrahlen unterschiedlicher Wellenlängen λ und Fokussdurchmesser w_{Puls} auf das Substrat gelenkt werden. Für Dünnschicht-Solarmodule auf Basis von Silizium bietet sich für die Ablation des Absorber-Rückkontakt-Systems ein Laserstrahl der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ an. Zum Abtrag der Frontkontaktschicht könnte ein Laser der Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$ verwendet werden (vgl. Absorptionsspektren in Abschnitt 2.3).

Nach der Strukturierung der Schichten erfolgt die Deposition des Isolators (Abb. 7.9 (c)). Dieser wird nicht nur an der durchgehenden Kante des Strukturierungsgrabens deponiert. Stattdessen wird der Isolator mit einer Genauigkeit lediglich im Millimeter-

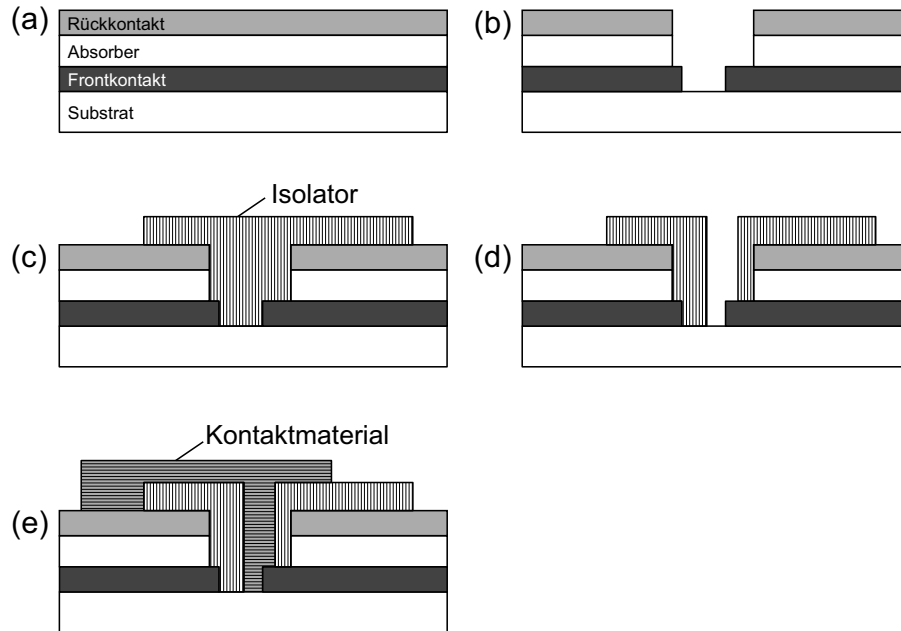


Abb. 7.9: Alternatives Verfahren zur nachträglichen Serienverschaltung von Dünnschicht-Solarmodulen. (a) Nach Deposition des Schichtstapels wird (b) analog zum Verfahren aus [98] ein Stufengraben gebildet. (c) Dieser wird ganzflächig mit einem Isolator verfüllt. (d) Der Isolator wird durch einen Strukturierungsprozess so entfernt, dass ein Teil des Frontkontaktes freigelegt wird. (e) Abschließend wird Kontaktmaterial so deponiert, dass eine Serienverschaltung entsteht.

bereich so angeordnet, dass der Strukturierungsgraben vollständig und der Rückkontakt teilweise bedeckt ist.

Im weiteren Verlauf wird die Isolatorschicht mit Hilfe einer geeigneten Laserstrahlung selektiv aus dem Strukturierungsgraben entfernt (Abb. 7.9 (d)). Hierbei wird der Frontkontakt teilweise freigelegt. Auf den Isolator wird in der Folge Kontaktmaterial deponiert (Abb. 7.9 (e)). Dieses wird so angeordnet, dass es den im Strukturierungsgraben frei liegenden Frontkontakt mit dem Rückkontakt der Nachbarzelle verbindet. Hierdurch wird die Serienverschaltung realisiert.

Vorteilhaft gegenüber dem Verfahren aus [98] ist, dass nur bei der Laserstrukturierung eine hohe Präzision benötigt wird. Allerdings ist ein zusätzlicher Strukturierungsschritt erforderlich (Abb. 7.9 (d)). Da Isolator und Kontaktmaterial lediglich unpräzise posi-

tioniert sein müssen, kommen als potentielle Depositionsprozesse für beide Materialien kostengünstige und schnelle Verfahren wie Siebdruck oder Tintenstrahldruck in Frage. Letzteres ließe sich in einer Anlage mit dem Laserstrukturierungssystem kombinieren.

Insbesondere für Dünnschicht-Solarmodule auf Basis von Cadmium-Tellurid ergibt sich ein weiterer Vorteil verglichen zum Standardverschaltungskonzept. Bei Cadmium-Tellurid-Modulen wird der Absorber teils bei sehr hohen Temperaturen abgeschieden [99], wodurch sich die Substrate irreversibel verformen. In Folge dessen verformen sich die bereits hergestellten Frontkontaktstrukturierungsgräben ebenfalls. Die Strukturierung des Absorbers sowie des Rückkontaktes müssen somit mit einem großen Sicherheitsabstand zur Frontkontaktstrukturierung ausgeführt werden, um Kurzschlüsse zu vermeiden. Dies führt zu hohen Flächenverlusten f_d . Alternativ hierzu kann der Verlauf der Strukturierungsgräben im Frontkontakt während der Herstellung von Absorber- und Rückkontaktstrukturierung detektiert werden. Hierdurch können Absorber- und Rückkontaktstrukturierung an der Frontkontaktstrukturierung ausgerichtet werden. Dies reduziert die Flächenverluste f_d , ist allerdings technisch aufwendig und kann zu einer Verringerung des Durchsatzes führen. Bei einer nachträglichen Verschaltung entfällt dieses Problem.

Für Silizium-Dünnschicht-Solarmodule besitzt das hier beschriebene Verschaltungskonzept weitere Vorteile. Bei dem Standardverschaltungskonzept werden die Frontkontaktstrukturierungsgräben vollständig mit dem Absorber aufgefüllt (vgl. Abb. 2.6). Dies kann, abhängig von der Leitfähigkeit der Dotierschichten, zu einer deutlichen Reduzierung des Parallelwiderstandes R_p führen. Bei dem alternativen Verschaltungskonzept werden durch die gänzliche Entfernung von Frontkontakt, Absorber und Rückkontakt im Strukturierungsgraben vollständig voneinander getrennte Zellstreifen hergestellt. Somit haben die Dotierschichten keinen Einfluss auf den Parallelwiderstand R_p .

Zudem eröffnet das neue Verschaltungskonzept die Möglichkeit, leitfähige Zwischenreflektoren in Tandem-Modulen einzusetzen. Diese würden bei dem Standardverschaltungskonzept zu einer starken Reduzierung des Parallelwiderstandes $R_{p,Bottom}$ der Bottomzelle eines jeden Zellstreifens führen [100], da über die Absorberstrukturierung eine leitfähige Verbindung zwischen Rückkontakt und Zwischenreflektor entsteht. Die Reduzierung des Parallelwiderstandes $R_{p,Bottom}$ ist bei dem neuen Verschaltungskonzept ausgeschlossen, da der Zwischenreflektor am Strukturierungsgraben durch den Isolator bedeckt ist.

Im Rahmen der Arbeit wurde das neue Verschaltungsschema exemplarisch an einer mikrokristallinen Solarzelle getestet. Die Zelle befindet sich auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen

Substrat, welches vollständig mit Front-ZnO, $\mu\text{c-Si:H}$ und Rückkontakt beschichtet ist. Der Rückkontakt besteht aus ZnO/Ag/ZnO. Abbildung 7.10 zeigt die Konfiguration der Probe.

Zunächst wurde ein $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großer Bereich elektrisch vom Rest des Substrates isoliert. Anschließend wurde das Silizium-Rückkontakt-System in der Mitte des separierten Bereichs aufgetrennt. Der hierzu verwendete Laser (RSY-20E SHG) besitzt eine Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$. Er wurde bei einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 37 \mu\text{J}$ und einer Pulswiederholfrequenz $f_{\text{Puls}} = 11 \text{ kHz}$ betrieben. Hierbei stellt sich eine Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 13 \text{ ns}$ ein. Der Laserstrahl wurde von der Glasseite auf die Siliziumschicht gelenkt und mit einer Relativgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800 \text{ mm/s}$ über das Substrat geführt.

Es wurden drei Strukturierungsgräben überlappend nebeneinander hergestellt, so dass sich eine effektive Grabenbreite im Silizium-Rückkontakt-System von ca. $330 \mu\text{m}$ ergibt. Hierdurch ist es im Anschluss daran einfacher möglich, den Frontkontakt in einem schmaleren Bereich zu entfernen, als das Absorber-Rückkontakt-System.

Im nächsten Schritt wurde im zuvor hergestellten Strukturierungsgraben der Frontkontakt aufgetrennt. Der hierzu verwendete Laser (RSY20E THG) wurde bei einer Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$, einer Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 20 \mu\text{J}$, einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 6 \text{ ns}$

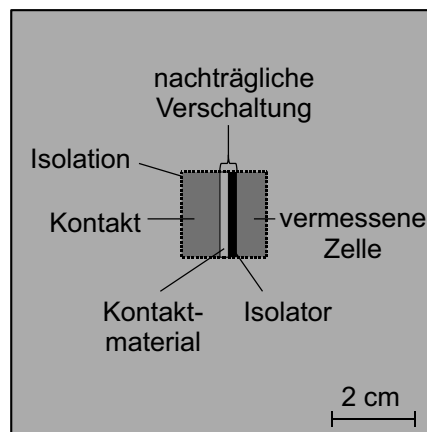


Abb. 7.10: Konfiguration der Testsolarzelle. Auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Substrat, komplett beschichtet mit Frontkontakt, Absorber und Rückkontakt, wurde ein $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großer Bereich elektrisch isoliert. Anschließend wurde in diesem Bereich die nachträgliche Serienverschaltung getestet. Der rechte Bereich fungiert hierbei als Solarzelle, wohingegen der linke Bereich lediglich der Kontaktierung der Solarzelle dient.

und einer Pulsfrequenz $f_{\text{Puls}} = 15 \text{ kHz}$ betrieben. Der Laserstrahl wurde von der Glasseite auf die TCO-Schicht gelenkt und mit einer Relativgeschwindigkeit $v_{x,y} = 250 \text{ mm/s}$ über das Substrat geführt. Der resultierende Strukturierungsgraben im Frontkontakt besitzt eine Breite von ca. $40 \mu\text{m}$. Nach der Strukturierung ergab sich ein Aufbau gemäß Abbildung 7.9 (b).

Der entstandene Stufengraben sowie umliegende Bereiche des Rückkontaktes wurden mit einem isolierenden Sprühlack, Typ Dupli-Color Aerosol schwarz, der Firma Motip Dupli GmbH verfüllt bzw. bedeckt. Der Lack wurde mit einer Dicke von ca. $8 \mu\text{m}$ durch eine Maske aufgebracht, deren Öffnung eine Breite von ca. 4 mm aufweist. Danach wurde der Lack mit Hilfe des RSY20E SHG-Lasers ($\lambda = 532 \text{ nm}$) strukturiert, um lokal den Frontkontakt freizulegen (vgl. Abb. 7.9 (d)). Hierbei wurden eine Pulsenergie $\bar{E}_{\text{Puls}} = 50 \mu\text{J}$, eine Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 13 \text{ ns}$ und eine Pulsfrequenz $f_{\text{Puls}} = 17 \text{ kHz}$ verwendet. Der Laserstrahl wurde von der Glasseite auf das Substrat gelenkt und mit einer Relativgeschwindigkeit $v_{x,y} = 800 \text{ mm/s}$ über das Substrat geführt. Abschließend wurden 200 nm Silber im Verschaltungsbereich deponiert. Das Silber wurde so angeordnet, dass die Zelle mit dem benachbarten Rückkontaktbereich verbunden ist (s. Abb. 7.9 (e)).

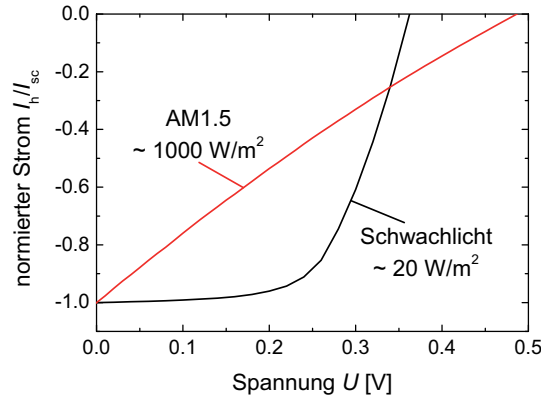


Abb. 7.11: I/U -Kennlinien einer mikrokristallinen Solarzelle, welche mit Hilfe des in Abbildung 7.9 beschriebenen Verfahrens kontaktiert wurde. Die Kennlinien wurden bei unterschiedlichen Intensitäten aufgezeichnet. Zur besseren Vergleichbarkeit sind sie auf ihren jeweiligen Kurzschlussstrom I_{sc} normiert. Bei geringer Intensität $I_{\text{ein}} \approx 20 \text{ W/m}^2$ ergibt sich eine solarzellentypische Kennlinie, wohingegen die Kennlinie bei hoher Intensität $I_{\text{ein}} \approx 1000 \text{ W/m}^2$ durch den Serienwiderstand $R_s = 100 \Omega$ stark beeinflusst wird.

Abbildung 7.11 zeigt zwei Hellkennlinien der hergestellten Probe. Die Zelle wurde sowohl bei Schwachlicht ($I_{\text{ein}} \approx 20 \text{ W/m}^2$, Farbtemperatur = 5400 K) als auch unter Standardtestkonditionen ($I_{\text{ein}} \approx 1000 \text{ W/m}^2$, AM1.5) vermessen. Um die Kennlinien besser miteinander vergleichen zu können, wurden sie auf ihren jeweiligen Kurzschlussstrom I_{sc} normiert. Unter Schwachlicht ergibt sich eine solarzellentypische I/U-Kennlinie. Der Füllfaktor FF beträgt 61.3 %, der Parallelwiderstand $R_p = 16.5 \text{ k}\Omega$ und der Serienwiderstand $R_s = 100 \Omega$. Der hohe Serienwiderstand ist auf eine unzureichende Strukturierung des Isolators zurückzuführen. Aufgrund der geringen Lichtintensität wird nur wenig Photostrom generiert ($J_{\text{sc}} \approx 0.45 \text{ mA}$), was zu der für eine $\mu\text{c-Si:H}$ -Zelle geringen offenen Klemmspannung $U_{\text{oc}} = 362 \text{ mV}$ führt.

Unter Standardtestkonditionen zeigt sich ein vollkommen anderes Verhalten. Durch die hohe Lichtintensität wird deutlich mehr Photostrom generiert. Hierdurch fällt eine hohe Spannung über dem Serienwiderstand R_s ab, der mit 100Ω annähernd zwei Größenordnungen über dem Serienwiderstand einer guten mikrokristallinen Solarzelle liegt. Durch den Spannungsabfall am Serienwiderstand wird die Charakteristik der Zelle vollkommen verändert. Es ergibt sich ein Füllfaktor FF von lediglich 22 %. Der Spannungsabfall führt ebenfalls zu einer starken Reduzierung der Kurzschlussstromdichte J_{sc} . Sie liegt bei $J_{\text{sc}} \approx 3.8 \text{ mA/cm}^2$, wohingegen die Kurzschlussstromdichte einer Vergleichszelle $J_{\text{sc}} \approx 21.6 \text{ mA/cm}^2$ beträgt. Da die offene Klemmspannung einer Solarzelle in der Regel nicht vom Serienwiderstand R_s abhängt, ergibt sich hierfür ein für $\mu\text{c-Si:H}$ typischer Wert von $U_{\text{oc}} = 486 \text{ mV}$.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die prinzipielle Funktion des alternativen Verschaltungskonzeptes anhand einer mikrokristallinen Solarzelle gezeigt werden konnte. Es traten keine Probleme mit Kurzschlüssen auf, was durch den hohen Parallelwiderstand R_p bestätigt wird. Allerdings ist der resultierende Serienwiderstand R_s der strukturierten Solarzelle sehr hoch, was zu einer drastischen Reduzierung des Wirkungsgrades η unter Standardtestkonditionen führt. Der Grund für den hohen Serienwiderstand R_s ist höchstwahrscheinlich eine unzureichende Strukturierung des Isolators. Es ist zu erwarten, dass dieses Problem gelöst werden kann.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Serienverschaltung ist ein elementarer Bestandteil eines Silizium-Dünnschicht-Solarmoduls. Zur Ausbildung der Serienverschaltung müssen die funktionalen Schichten eines Moduls selektiv strukturiert werden. Zunächst wird der Frontkontakt (P1), hiernach der Absorber (P2) und zuletzt der Rückkontakt (P3) abgetragen. Für die Strukturierung ist die Laserablation das am meisten eingesetzte Verfahren. Trotz der Wichtigkeit der Serienverschaltung wurde ihr in der Forschung bisher wenig Beachtung geschenkt.

Die Ablation des Frontkontaktes ist als eher unkritisch anzusehen, da sie durchgeführt wird, solange sich noch keine andere funktionale Schicht auf dem Substrat befindet. Deshalb kann dieser Prozess einzig bezüglich einer Entfernung der TCO-Schicht auf einer hinreichenden Breite optimiert werden, ohne die Beeinflussung einer anderen Schicht berücksichtigen zu müssen. Die Frontkontaktstrukturierung wurde deshalb in der Arbeit nicht behandelt.

Durch die Strukturierung des Absorbers wird die eigentliche Serienverschaltung hergestellt. Der P2-Schritt stellt eine größere Herausforderung dar als der P1-Schritt, da das Silizium sauber entfernt werden muss, ohne die bereits vorhandene TCO-Schicht zu beschädigen. Dies ist eine wichtige Voraussetzung, da ansonsten der Stromfluss durch den Verschaltungsbereich behindert wird. Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, dass bei der Strukturierung eines Absorbers aus mikrokristallinem Silizium auf ZnO-Substrat ein sehr breites Prozessfenster zur Verfügung steht. Die verwendete Pulsenergie \bar{E}_{Puls} kann über nahezu eine Größenordnung variiert werden, ohne dass der Stromfluss im Verschaltungsbereich behindert wird.

Bei der Strukturierung eines Absorbers aus amorphem Silizium auf AsahiU-Substrat kann hingegen eine elektrische Barriereschicht auf dem SnO_2 entstehen, die den Stromtransport zwischen Front- und Rückkontakt benachbarter Zellstreifen behindert. Die Barriereschicht entsteht durch Redeposition des vom Laserpuls erzeugten, dampfförmigen Siliziums. Dies konnte durch Simulation der Wärmeverteilung während der Laserbearbeitung gezeigt werden. Lediglich für Pulsenergien \bar{E}_{Puls} leicht oberhalb der Ablationsschwelle des amorphen Siliziums wird die Entstehung der Barriereschicht unterdrückt, da hierbei die Ablation durch explosionsartige Ausdiffusion des stets im

amorphen Silizium vorhandenen Wasserstoffs hervorgerufen wird. Versuche mit wasserstofffreien Schichten unterstützen diese These.

Künftig sollten ähnliche Experimente auch für mikrokristallines Silizium auf AsahiU-Substraten und amorphes Silizium auf ZnO-Substraten durchgeführt werden. Hierdurch kann untersucht werden, ob die Entstehung einer isolierenden Barrierschicht vom Siliziummaterial oder vom verwendeten TCO-Typ abhängt. Zudem sind Untersuchungen an Tandem-Zellen erforderlich.

Im Rahmen der Rückkontaktstrukturierung wurde untersucht, wie sich der P3-Prozess auf die elektrischen Eigenschaften von amorphen und mikrokristallinen Solarzellen auswirkt. Da die Rückkontaktstrukturierung durch eine Ablation des Absorbers hervorgerufen wird, kann der Absorber durch diesen Prozess geschädigt werden.

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, dass die Strukturierung sowohl bei amorphen als auch bei mikrokristallinen Solarzellen zu parasitären Dunkelströmen im Randbereich der Strukturierungsgräben führt. Hierdurch sinkt der Wirkungsgrad η der Solarzellen. Die Stärke der parasitären Dunkelströme ist besonders abhängig von der eingesetzten Pulsdauer und der eingesetzten Wellenlänge λ . Längere Pulsdauern führen generell zu größeren parasitären Dunkelströmen. Grund hierfür ist die stärkere Ausbildung einer wärmebeeinflussten Zone.

Die Wellenlänge λ bestimmt das Absorptionsverhalten des Absorbers. Bei Änderung der Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ über $\lambda = 532 \text{ nm}$ auf $\lambda = 355 \text{ nm}$ zeigen sich große Unterschiede zwischen Zellen aus amorphem Silizium und Zellen aus mikrokristallinem Silizium. Mit geringer werdender Wellenlänge sinken bei amorphen Solarzellen die parasitären Dunkelströme um mehrere Größenordnungen. Für eine Wellenlänge $\lambda = 355 \text{ nm}$ sind sie praktisch zu vernachlässigen. Mikrokristallines Silizium hingegen reagiert nur wenig auf eine Änderung der eingesetzten Wellenlänge. Grund hierfür ist das gegenüber amorphem Silizium andere Absorptionsverhalten sowie die größer Schichtdicke des $\mu\text{c-Si:H}$. Allerdings konnten kleine Wellenlängen von $\lambda = 355 \text{ nm}$ bei $\mu\text{c-Si:H}$ nicht getestet werden, da das eingesetzte TCO bei dieser Wellenlänge vollständig ablatiert wird.

Mit Hilfe der mikroskopischen Raman-Spektroskopie wurde von ausgewählten amorphen Proben die Materialstruktur im Grabenrandbereich nach der Rückkontaktstrukturierung analysiert. Hierbei wurden Proben untersucht, die mit unterschiedlichen Wellenlängen λ strukturiert wurden. Es hat sich gezeigt, dass die Strukturierung im Grabenrandbereich eine Kristallisation hervorruft. Die Ausdehnung und Stärke der Kristallisation korreliert sehr gut mit der Erhöhung des Dunkelstroms I_d der jeweiligen Zelle.

Künftig sollte versucht werden, die verwendeten Laserparameter noch besser an die Rückkontaktstrukturierung angepasst werden. So bieten sich zur Strukturierung sub-ns-Laserpulse an, da hiermit wahrscheinlich die erzeugte wärmebeeinflusste Zone reduziert werden kann. Allerdings können sich auch Probleme durch Absorption im TCO ergeben, die durch nichtlineare optische Effekte hervorgerufen wird. Zudem sollte versucht werden, ein für das Problem angepasstes Strahlprofil zu erzeugen. So kann ein sauberes Top-Hat-Profil mit steilen Flanken auch zu einer Reduzierung der wärmebeeinflussten Zone führen. Des Weiteren ist es wichtig ebenfalls für den P3-Prozess den Einfluss auf Tandem-Zellen zu untersuchen.

Die Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens bestimmt die Ohm'schen Verluste in einem Zellstreifen. Es wurde ein mathematisches Modell entwickelt, mit dem die Strom-/Spannungsverteilung innerhalb eines Zellstreifens berechnet werden kann. Das Modell wurde mit Hilfe von Thermographieanalysen an realen Zellstreifen verifiziert. Zudem wurden mit Hilfe des Modells für amorphe und mikrokristalline Einfach-Zellen die Zellstreifenbreiten berechnet, bei denen die Summe aus ohmschen Verlusten und Flächenverlusten durch die Strukturierung minimal sind.

Um generell die Verschaltungsverluste eines Solarmoduls zu reduzieren, wurde ein alternatives Verschaltungskonzept entwickelt. Hauptbestandteil dieses Konzeptes sind statt eines durchgehenden Kontaktes Punktkontakte zwischen Front- und Rückkontakt benachbarter Zellstreifen. Durch das Punktkontaktkonzept wird ein Großteil der ansonsten zur Verschaltung genutzten Fläche eingespart, wodurch die Effizienz η eines Solarmoduls erhöht werden kann.

Zur Ausbildung der Serienverschaltung muss derzeit die Deposition funktionaler Schichten unterbrochen werden. Um dies zu umgehen, wurde ein weiteres alternatives Verschaltungskonzept entwickelt. Dieses ermöglicht eine nachträgliche Strukturierung des Solarmoduls. Die prinzipielle Funktion dieses Konzeptes konnte erfolgreich getestet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BP Statistical Review of World Energy June 2009 and Electricity generation. BP bp.com/statisticalreview
- [2] MAYER, O.: *Regenerative Energien*. 2003 http://www.reg-energien.de/download/gesamt%20text_1s.pdf
- [3] NELSON, J.: *The physics of solar cells*. Imperial College Press, 2003
- [4] CHAPIN, D. M. ; FULLER, C. S. ; PEARSON, G. L.: A New Silicon p-n Junction Photocell for Converting Solar Radiation into Electrical Power. In: *Journal of Applied Physics* 25 (1954), S. 676–677
- [5] BDEW BUNDESVERBAND DER ENERGIE- UND WASSERWIRTSCHAFT E.V.: *Brutto-Stromerzeugung 2008 nach Energieträgern in Deutschland*. online. http://www.bdew.de/bdew.nsf/id/DE_Brutto-Stromerzeugung_2007_nach_Energietraegern_in_Deutschland?open&l=DE&ccm=300050020020. – Stand: 24.02.2009
- [6] GREEN, M. A.: Crystalline and thin-film silicon solar cells: state of the art and future potential. In: *Solar Energy* 74 (2003), S. 181–192
- [7] RECH, B. ; ROSCHEK, T. ; REPMANN, T. ; MÜLLER, J. ; SCHMITZ, R. ; APPENZELLER, W.: Microcrystalline silicon for large area thin film solar cells. In: *Thin Solid Films* 427 (2003), S. 157–165
- [8] SHAH, A. ; MEIER, J. ; BUECHEL, A. ; KROLL, U. ; STEINHAUSER, J. ; MEILAUD, F. ; SCHADE, H. ; DOMINÉ, D.: Towards very low-cost mass production of thin-film silicon photovoltaic (PV) solar modules on glass. In: *Thin Solid Films* 502 (2006), S. 292–299
- [9] LAMBERTZ, A. ; ROSS, C. ; SIEKMANN, H. ; STOLLWERK, G. ; FINGER, F.: Thin Film Silicon Solar Cells on Transparent and Flexible Plastic Films. In: *Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2006, S. 529–530
- [10] KOCH, C.: *Niedertemperaturabscheidung von Dünnschicht-Silicium für Solarzellen auf Kunststofffolien*, Universität Stuttgart, Diss., 2003

- [11] HÜPKES, J.: *Untersuchung des reaktiven Sputterprozesses zur Herstellung von aluminiumdotierten Zinkoxid-Schichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen*, RWTH Aachen, Diss., 2005
- [12] BERGINSKI, M.: *Lichtstreuende Oberflächen, Schichten und Schichtsysteme zur Verbesserung der Lichteinkopplung in Silizium-Dünnschichtsolarzellen*, RWTH Aachen, Diss., 2008
- [13] KLUTH, O.: *Texturierte Zinkoxidschichten für Silizium-Dünnschichtsolarzellen*, RWTH Aachen, Diss., 2001
- [14] WÜRFEL, P.: *Physik der Solarzellen*. Spektrum Akademischer Verlag, 1995
- [15] SHAH, A. V. ; SCHADE, H. ; VANECEK, M. ; MEIER, J. ; VALLAT-SAUVAIN, E. ; WYRSCH, N. ; KROLL, U. ; DROZ, C. ; BAILAT, J.: Thin-film Silicon Solar Cell Technology. In: *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 12 (2004), S. 113–142
- [16] CARLSON, D. E. ; WRONSKI, C. R. ; PANKOVE, J. I. ; ZANZUCCHI, P. J. ; STAEBLER, D. L.: Properties of amorphous silicon and a-Si solar cells. In: *RCA Review* 38 (1977), S. 211–225
- [17] DYLLA, T. ; REYNOLDS, S. ; CARIUS, R. ; FINGER, F.: Electron and hole transport in microcrystalline silicon solar cells studied by time-of-flight photocurrent spectroscopy. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 352 (2006), Nr. 9-20, S. 1093–1096
- [18] MEIER, J. ; KROLL, U. ; BUCHEL, A.: *Back Contact and Back Reflector for Thin Film Silicon Solar Cells*. 2005
- [19] GREEN, M. A.: *Third generation photovoltaics: advanced solar energy conversion*. Springer Verlag, 2006
- [20] MEIER, J. ; DUBAIL, S. ; FLÜCKIGER, R. ; FISCHER, D. ; KEPPNER, H. ; SHAH, A.: Intrinsic Microcrystalline Silicon ($\mu\text{c-Si:H}$) - a Promising New Thin Film Solar Cell Material. In: *Proceedings of the 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion* 1 (1994), S. 409–412
- [21] REPMANN, T.: *Stapelsolarzellen aus amorphem und mikrokristallinem Silizium*, RWTH Aachen, Diss., 2003
- [22] VETTERL, O.: *On the Physics of Microcrystalline Silicon Thin Film Solar Cells*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2001

- [23] STIEBIG, H. ; KNIPP, D. ; J.ZIMMER ; WAGNER, H.: Transient Behavior of Optimized nipiin Three-Color Detectors. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 45 (1998), S. 1438–1444
- [24] SZE, S. M.: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981. – 2. Auflage
- [25] GOUCHER, F. S. ; PEARSON, G. L. ; SPARKS, M. ; TEAL, G. K. ; SHOCKLEY, W.: Theory and Experiment for a Germanium p-n junction. In: *Physical Review* 81 (1951), Nr. 4, S. 637–638
- [26] GREEN, M. A.: *Solar Cells*. Prentice Hall, 1982
- [27] KADAM, A. ; LI, L. ; SHENG, S. ; WON, T. K. ; SU, J. ; CHAE, Y. ; TANNER, D. ; EBERSPACHER, C. ; CHOI, S. Y. ; WHITE, J. M.: Development if Highly Efficient a-Si:H/ μ c-Si:H Tandem Thin Film Solar Cells on 5.7 m² Size Glass Substrates. In: *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2008
- [28] HANAK, J. J.: Monolithic solar cell panel of amorphous silicon. In: *Solar Energy* 23 (1979), S. 145–147
- [29] STETTER, W. ; PETERS, W.: *Method for integrated series connection of thin film solar cells*. 1988
- [30] ARYA, R. R. ; LOMMASSON, T. C. ; WIEDEMAN, S. ; RUSSELL, L. ; SKIBO, S. ; FOGLEBOCH, J.: Solar cells and submodules on CIS prepared by EDCF method. In: *Conference Record of the Twenty Third IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (1993), S. 516–520
- [31] HAAS, S. ; GORDIJN, A. ; SCHÖPE, G. ; PIETERS, B. E. ; STIEBIG, H.: Influence of the laser parameters on the patterning quality of thin-film silicon modules. In: *Proceedings of SPIE: Photovoltaic Cell and Module Technologies* 6651 (2007)
- [32] BORRAJO, J. P. ; VETTER, M. ; ANDREU, J.: Laser scribing of very large 2,6m x 2,2m a-Si:H thin film photovoltaic modules. In: *Proceedings of the 2009 Spanish Conference on Electron Devices* (2009), S. 402–405
- [33] GUPTA, Y. ; LIERS, H. ; WOODS, S. ; YOUNG, S. ; DEBLASIO, R. ; MRIG, L.: Optimization of a-Si Solar Cell Current Collection. In: *Proceedings of the 16th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, 1982, S. 1092–1101
- [34] LÜTH, H.: *Surfaces and Interfaces of Solid Materials*. Springer Verlag, 1995

- [35] CHUNG, J.-H. ; CHOE, Y.-S ; KIM, D.-S.: Effect of low energy oxygen ion beam on optical and electrical characteristics of dual ion beam sputtered SnO₂ thin films. In: *Thin Solid Films* 349 (1999), S. 126–129
- [36] LÖFFL, A.: *Präparation hochleitfähiger, transparenter Zinkoxidschichten mit kontrollierter Texturierung für Dünnschichtsolarzellen*, Fachhochschule München, Diplomarbeit, 1997
- [37] RECH, B. ; KLUTH, O. ; REPMANN, T. ; ROSCHEK, T. ; SPRINGER, J. ; MÜLLER, J. ; FINGER, F. ; STIEBIG, H. ; WAGNER, H.: New materials and deposition techniques for highly efficient silicon thin film solar cells. In: *Solar Energy Materials & Solar Cells* 74 (2002), S. 439–447
- [38] RECH, B.: *Solarzellen aus amorphem Silizium mit hohem stabilem Wirkungsgrad*, RWTH Aachen, Diss., 1997
- [39] CARLSON, D. E. ; WRONSKI, C. R.: Amorphous silicon solar cell. In: *Applied Physics Letters* 28 (1976), S. 671–673
- [40] STAEBLER, D. L. ; WRONSKI, C. R.: Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous silicon. In: *Applied Physics Letters* 31 (1977), S. 292–294
- [41] WAGEMANN, H.-G. ; ESCHRICH, H.: *Grundlagen der photovoltaischen Energie-wandlung*. Teubner Verlag, 1994
- [42] GREEN, M. A.: *Silicon Solar Cells - Advanced Principles & Practice*. Centre for Photovoltaic Devices and Systems - University of New South Wales, 1995
- [43] VEPŘEK, S. ; MAREČEK, V.: The preparation of thin layers of Ge and Si by chemical hydrogen plasma transport. In: *Solid-State Electronics* 11 (1968), S. 683–684
- [44] WANG, C. ; LUCOVSKY, G.: Intrinsic Microcrystalline Silicon Deposited by Remote PECVD: A New Thin-Film Photovoltaic Material. In: *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Specialist Conference*, 1990, S. 1614–1618
- [45] RUFF, D.: *Elektrischer Transport in mikrokristallinem Silizium*, Philipps-Universität Marburg, Diss., 1999
- [46] VETTERL, O. ; FINGER, F. ; CARIUS, R. ; HAPKE, P. ; HOUBEN, L. ; KLUTH, O. ; LAMBERTZ, A. ; MÜCK, A. ; RECH, B. ; WAGNER, H.: Intrinsic microcrystalline silicon: A new material for photovoltaics. In: *Solar Energy Materials & Solar Cells* 62 (2000), S. 97–108

- [47] HAAS, S.: *Analyse und Prozessentwicklung zur Vermeidung mikroskopischer Kurzschlüsse bei der monolithischen Serienverschaltung von Siliziumdünnschichtsolarmodulen*, RWTH Aachen, Diplomarbeit, 2006
- [48] STIEBIG, H. ; KREISEL, A. ; WINZ, K. ; SCHULTZ, N. ; BENEKING, C. ; EICKHOFF, Th. ; WAGNER, H.: Spectral Response Modelling of a-Si:H Solar Cells using Accurate Light Absorption Profiles. In: *Proceedings of the IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion 1* (1994), S. 603–606
- [49] SPRINGER, J. ; RECH, B. ; REETZ, W. ; MÜLLER, J. ; VANECEK, M.: Light trapping and optical losses in microcrystalline silicon pin solar cells deposited on surface-textured glass/ZnO substrates. In: *Solar Energy Materials & Solar Cells* 85 (2005), S. 1–11
- [50] WÄTJEN, J. T.: *Zinc Oxide Silver Back Reflectors in Microcrystalline Silicon Thin Film Solar Cells*, RWTH Aachen, Diplomarbeit, 2008
- [51] MAIMAN, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494
- [52] EINSTEIN, A.: Zur Theorie der Strahlung. In: *Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich* 18 (1916), S. 121–128
- [53] HERZIGER, G. ; POPRAWA, R.: *Lasertechnik I*. 3. Auflage. Lehrstuhl für Lasertechnik - RWTH Aachen, 2008
- [54] BRECH, F. ; CROSS, L.: Optical Micromission Stimulated by a Ruby Maser. In: *Applied Spectroscopy* 16 (1962), S. 59
- [55] POPRAWA, R. (Hrsg.) ; WEBER, H. (Hrsg.) ; HERZIGER, G. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Group VIII: Advanced Materials and Technologies. Volume 1: Laser Physics and Applications. Subvolume C: Laser Applications*. Springer Verlag, 2008
- [56] LIOTOILA, A. ; GIBBONS, J. F.: Computer modeling of the temperature rise and carrier concentration induced in silicon by nanosecond laser pulses. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), Nr. 4, S. 3207–3213
- [57] BRENDDEL, R. ; ALTERMATT, P.: *Physik der Solarzelle*, Leibnitz Universität Hannover, Vorlesung, 2008
- [58] ALLMEN, M. von ; BLATTER, A. ; GONSER, U. (Hrsg.): *Laser-Beam Interactions with Materials*. Second Edition. Springer, 1995

- [59] BIRKHOFF, G. ; VARGA, R. S.: *Numerical solution of field problems in continuum physics*. American Mathematical Society, 1970
- [60] DU, K. ; LOOSEN, P. ; POPRAWA, R.: *Optical amplifier arrangement for a solid state laser*. 2003
- [61] ZHANG, H. ; SHI, P. ; D. ; DU, K.: Diode-end-pumped, electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser and its second-harmonic generation. In: *Applied Optics* 42 (2003), Nr. 9
- [62] REEVES, G. K. ; HARRISON, H. B.: Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements. In: *IEEE Electron Device Letters* 3 (1982), Nr. 5, S. 111–113
- [63] MÜLLER-BENEDICT, V.: *Grundkurs Statistik in den Sozialwissenschaften: Eine leicht verständliche, anwendungsorientierte Einführung in das sozialwissenschaftlich notwendige statistische Wissen*. VS Verlag für Sozialwissenschaften, 2007
- [64] HILLEBRAND, Uwe: *Stöchiometrie: Eine Einführung in die Grundlagen mit Beispielen und Übungsaufgaben*. 2. Ausgabe. Springer-Lehrbuch, 2009
- [65] FLEGLER, S. L. ; HECKMAN, J. W. ; KLOMPARENS, K. L.: *Elektronenmikroskopie.: Grundlagen, Methoden, Anwendungen*. Spektrum-Akademischer Verlag, 1995
- [66] BENNINGHOVEN, A. ; RÜDENAUER, F. G. ; WERNER, H. W.: *Secondary Ion Mass Spectrometry*. John Wiley & Sons, Inc., 1987
- [67] ANDERSEN, H. H.: The Depth Resolution of Sputter Profiling. In: *Applied Physics* 18 (1979), Nr. 2, S. 131–140
- [68] JANIÁK, C. ; KLAPOETKE, T. M. ; MEYER, H.-J.: *Moderne Anorganische Chemie*. de Gruyter, 2003. – 2. Auflage
- [69] CSC - IT CENTER FOR SCIENCE LTD.: *Elmer - Open Source Finite Element Software for Multiphysical Problems*. <http://www.csc.fi/english/pages/elmer>
- [70] FAYETTE, S. ; SMITH, D. S. ; SMITH, A. ; MARTIN, C.: Influence of grain size on the thermal conductivity of tin oxide ceramics. In: *Journal of the European Ceramic Society* 20 (2000), S. 297–302
- [71] GUREVICH, V. M. ; GAVRICHEV, K. S. ; POLYAKOV, V. B. ; CLAYTON, R. N. ; MINEEV, S. D. ; HUE, G. ; GORBUNOV, V. E. ; GOLUSHINA, L. N.: Low-temperature heat capacity of tin dioxide: new standard data on thermodynamic functions. In: *Thermochimica Acta* 421 (2004), S. 179–184

- [72] GMELIN, L.: *Handbuch der Anorganischen Chemie*. Zink Verlag Chemie, 1956 (32). – 803 S.
- [73] ONG, C. K. ; SIN, E. H. ; TAN, H. S.: Heat-flow calculation of pulsed excimer ultraviolet laser's melting of amorphous and crystalline silicon surfaces. In: *Journal of the Optical Society of America B* 3 (1986), Nr. 5, S. 812–814
- [74] WEBER, H. C. ; CULLIS, A. G. ; CHEW, N. G.: Computer simulation of high speed melting of amorphous silicon. In: *Applied Physics Letters* 43 (1983), Nr. 7, S. 669–671
- [75] CAHILL, D. G. ; KATYAR, M. ; ABELSON, J. R.: Thermal conductivity of a-Si:H thin films. In: *Physical Review B* 50 (1994), Nr. 9, S. 6077–6082
- [76] *Properties of Amorphous Silicon*. Second Edition. INSPEC, 1989
- [77] KOBATAKE, H. ; FUKUYAMA, H. ; MINATO, I. ; TSUKADA, T. ; AWAJI, S.: Noncontact measurement of thermal conductivity of liquid silicon in a static magnetic field. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), S. 094102
- [78] MARTIN, J. ; TAYLOR, P. R.: A Definitive Heat of Vaporization of Silicon through Benchmark ab Initio Calculations on SiF. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 103 (1999), Nr. 23, S. 4427–4431
- [79] INABA, S. ; ODA, S. ; MORINAGA, K.: Heat capacity of oxide glasses measured by AC calorimetry. In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 306 (2002), S. 42–49
- [80] BREITENSTEIN, O. ; LANGENKAMP, M.: *Lock-in thermography: Basics and Use for Functional Diagnostics of Electronic Components*. Springer, 2003
- [81] PRASCHEK, S. R. ; RIEDL, W. ; HOERMANN, H. ; GOSLOWSKY, H. G.: Laser Patterning of a-Si Solar Modules with Transparent Conducting Zinc Oxide Back Electrodes. In: *Conference Record of the Twenty Second IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (1991), S. 1285–1289
- [82] WOHLLEBE, A.: *Laserkristallisierung amorpher Siliziumschichten für photovoltaische Anwendungen*, RWTH Aachen, Diss., 1998
- [83] FAIRFIELD, J. M. ; SCHWUTTKE, G.H.: Silicon diodes made by laser irradiation. In: *Solid-State Electronics* 11 (1968), Nr. 12, S. 1175–1176
- [84] EISELE, S. ; RÖDER, T. ; KÖHLER, J. R. ; WERNER, J. H.: 18.9% efficient full area laser doped silicon solar cell. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009)
- [85] MEISSNER, D.: *Solarzellen*. Vieweg, 1993

- [86] LUFT, W. ; TSUO, Y. S.: *Hydrogenated Amorphous Silicon Alloy Deposition Processes*. Marcel Dekker Inc., 1993
- [87] SCHROPP, R. E. I. ; ZEMAN, M.: *Amorphous and Microcrystalline Silicon Solar Cells*. Kluwer Academic Publishers, 1998
- [88] LINEAR TECHNOLOGY: *LTSpice*. <http://www.linear.com/designtools/software/>. – Stand: 26.07.2009
- [89] WATERLOO MAPLE INC.: *Maple*. www.maplesoft.com/products/maple/
- [90] BEYER, W.: Diffusion and evolution of hydrogen in hydrogenated amorphous and microcrystalline silicon. In: *Solar Energy Materials & Solar Cells* 78 (2003), S. 235–267
- [91] LONG, D. A.: *Raman spectroscopy*. McGraw-Hill, 1977
- [92] HOUBEN, L. ; LUYSBERG, M. ; HAPKE, P. ; CARIUS, R. ; FINGER, F. ; WAGNER, H.: Structural properties of microcrystalline silicon in the transition from highly crystalline to amorphous growth. In: *Philosophical Magazine A* 77 (1997), Nr. 6, S. 1447–1460
- [93] IQBAL, Z. ; VEPŘEK, S.: Raman scattering from hydrogenated microcrystalline and amorphous silicon. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 15 (1982), S. 377–392
- [94] KÖHLER, F.: *Ramanspektroskopie zur Charakterisierung von $\mu\text{c-Si:H}$ und verwandten Materialien*, RWTH Aachen, Diplomarbeit, 2008
- [95] TRANSMETRA: *Table of emissivity of various surfaces*. <http://www.transmetra.ch/pdf/publikationen/emissivity.pdf>. – Stand: 21.08.2008
- [96] KRUMSCHEID, S.: *Analyse von Dünnschicht-Silizium-Solarmodulen mittels Infrarotbildern*, Fachhochschule Aachen, Campus Jülich, Bachelorarbeit, 2008
- [97] CRANDALL, R. S.: Modeling of thin film solar cells: Uniform field approximation. In: *Journal of Applied Physics* 54 (1983), S. 7176–7186
- [98] BORDEN, P. G. ; EAGLESHAM, D. J.: *System and Method for Making an Improved Thin Film Solar Cell Interconnect*. 2007
- [99] WOHLMUTH, W. A.: Thin Film CdTe Module Manufacturing. In: *International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology* (2009)
- [100] LAMBERTZ, A. ; DASGUPTA, A. ; REETZ, W. ; GORDIJN, A. ; CARIUS, R. ; FINGER, F.: Microcrystalline Silicon Oxide as Intermediate Reflector for Thin Film Silicon Solar Cells. In: *Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2007

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung meiner Doktorarbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Uwe Rau gilt mein Dank für die Betreuung während der zweiten Hälfte meiner Doktorarbeit, sowie für das in mich gesetzte Vertrauen. Seine Art der Betreuung ermöglichte es mir, viele meiner Ideen in die Tat umzusetzen.

Herrn Prof. Dr. Reinhard Poprawe danke ich für sein Interesse an der Arbeit und die Übernahme des Zweitgutachtens.

Bei Herrn Prof. Dr. Helmut Stiebig möchte ich mich bedanken für die Betreuung zu Beginn meiner Doktorarbeit. Durch ihn wurde es mir ermöglicht, in einem für das Institut recht jungen Forschungsgebiet zu promovieren.

Danken möchte ich des Weiteren Herrn Prof. Dr. Reinhard Carius für die fruchtbaren Diskussionen insbesondere zur Ramananalyse von laserstrukturiertem Silizium. In diesem Zusammenhang danken möchte ich auch den Herren Florian Köhler und Markus Hülsbeck, ohne die eine Ramananalyse an meinen Proben ebenfalls nicht möglich gewesen wäre.

Bei Herrn Dr. Aad Gordijn, Herrn Dr. Jürgen Hüpkens und Herrn Dr. Eerke Bunte möchte ich mich für viele hilfreiche und informative Diskussionen bedanken.

Zudem gilt mein Dank Herrn Dr. Tobias Repmann. Durch ihn ist bei mir das Interesse an der Dünnschichttechnik geweckt worden. Er hat mir zu Beginn meiner Zeit am Forschungszentrum in vielen Gesprächen wichtige Grundlagen der Solarzellen und -module vermittelt.

Für die permanente und nie endende Unterstützung bei der täglichen Arbeit am Laser danken möchte ich Herrn Gunnar Schöpe. Herr Christoph Zahren gilt mein Dank für den Aufbau und die Wartung zahlreicher von mir genutzter Charakterisierungssysteme. Den Herren Wolfgang Appenzeller, Josef Klomfaß und Markus Hülsbeck möchte ich danken für das stets offene Ohr bei maschinenspezifischen oder laserspezifischen Fragestellungen.

Für die äußerst erfolgreiche Zusammenarbeit im Hinblick auf modulspezifische bzw. laserspezifische Problemstellungen bedanke ich mich bei Herrn Sebastian Krumscheid, Herrn Jan Herrmani und Frau Shiwei Ku.

Für die Substratvorbereitung sowie für die Herstellung vieler Proben bedanke ich mich bei Frau Hilde Siekmann, Frau Janine Worbs sowie Herrn Joachim Kirchhoff und Herrn Alain Doumit. Herrn Uwe Zastrow gilt mein Dank für die Durchführung und Bewertung von SIMS-Analysen.

Für die Hilfe bei organisatorischen Angelegenheiten möchte ich mich bei Frau Andrea Mülheims, Frau Irene Schumacher, Frau Ortraud Voigtländer sowie Frau Susanne Griesen bedanken.

Des Weiteren gilt mein Dank Herrn Hans-Peter Bochem und Herrn Dr. Egbert Wessel für die Unterstützung durch die Rasterelektronenmikroskopie. Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Sacha Pust für seine Hilfe bei chemischen Fragestellungen.

Mein besonderer Dank gilt meinen im Laufe der Zeit zahlreichen Bürokollegen, mit denen es stets eine Freude war zusammen zu arbeiten. Zudem haben Sie mich durch zahlreiche fruchtbare Diskussionen sehr bei meiner Arbeit unterstützt. Des Weiteren danken möchte ich den Menschen, die mir bei der sorgfältigen Durchsicht meines Manuskripts behilflich waren.

Last but not least möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Christina sowie meinen Söhnen Leonard und Julius bedanken. Sie mussten insbesondere in der letzten Phase meiner Arbeit häufig auf mich verzichten. Außerdem bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mich auf meinem Weg stets vollkommen unterstützt haben.

1. **Einsatz von multispektralen Satellitenbilddaten in der Wasserhaushalts- und Stoffstrommodellierung – dargestellt am Beispiel des Rureinzugsgebietes**
von C. Montzka (2008), XX, 238 Seiten
ISBN: 978-3-89336-508-1
2. **Ozone Production in the Atmosphere Simulation Chamber SAPHIR**
by C. A. Richter (2008), XIV, 147 pages
ISBN: 978-3-89336-513-5
3. **Entwicklung neuer Schutz- und Kontaktierungsschichten für Hochtemperatur-Brennstoffzellen**
von T. Kiefer (2008), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-514-2
4. **Optimierung der Reflektivität keramischer Wärmedämmschichten aus Yttrium-teilstabilisiertem Zirkoniumdioxid für den Einsatz auf metallischen Komponenten in Gasturbinen**
von A. Stuke (2008), X, 201 Seiten
ISBN: 978-3-89336-515-9
5. **Lichtstreuende Oberflächen, Schichten und Schichtsysteme zur Verbesserung der Lichteinkopplung in Silizium-Dünnschichtsolarzellen**
von M. Berginski (2008), XV, 171 Seiten
ISBN: 978-3-89336-516-6
6. **Politiksznarien für den Klimaschutz IV – Szenarien bis 2030**
hrsg.von P. Markewitz, F. Chr. Matthes (2008), 376 Seiten
ISBN 978-3-89336-518-0
7. **Untersuchungen zum Verschmutzungsverhalten rheinischer Braunkohlen in Kohledampferzeugern**
von A. Schlüter (2008), 164 Seiten
ISBN 978-3-89336-524-1
8. **Inorganic Microporous Membranes for Gas Separation in Fossil Fuel Power Plants**
by G. van der Donk (2008), VI, 120 pages
ISBN: 978-3-89336-525-8
9. **Sinterung von Zirkoniumdioxid-Elektrolyten im Mehrlagenverbund der oxidkeramischen Brennstoffzelle (SOFC)**
von R. Mücke (2008), VI, 165 Seiten
ISBN: 978-3-89336-529-6
10. **Safety Considerations on Liquid Hydrogen**
by K. Verfondern (2008), VIII, 167 pages
ISBN: 978-3-89336-530-2

11. **Kerosinreformierung für Luftfahrtanwendungen**
von R. C. Samsun (2008), VII, 218 Seiten
ISBN: 978-3-89336-531-9
12. **Der 4. Deutsche Wasserstoff Congress 2008 – Tagungsband**
hrsg. von D. Stolten, B. Emonts, Th. Grube (2008), 269 Seiten
ISBN: 978-3-89336-533-3
13. **Organic matter in Late Devonian sediments as an indicator for environmental changes**
by M. Kloppisch (2008), XII, 188 pages
ISBN: 978-3-89336-534-0
14. **Entschwefelung von Mitteldestillaten für die Anwendung in mobilen Brennstoffzellen-Systemen**
von J. Latz (2008), XII, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-535-7
15. **RED-IMPACT**
Impact of Partitioning, Transmutation and Waste Reduction Technologies on the Final Nuclear Waste Disposal
SYNTHESIS REPORT
ed. by W. von Lensa, R. Nabbi, M. Rossbach (2008), 178 pages
ISBN 978-3-89336-538-8
16. **Ferritic Steel Interconnectors and their Interactions with Ni Base Anodes in Solid Oxide Fuel Cells (SOFC)**
by J. H. Froitzheim (2008), 169 pages
ISBN: 978-3-89336-540-1
17. **Integrated Modelling of Nutrients in Selected River Basins of Turkey**
Results of a bilateral German-Turkish Research Project
project coord. M. Karpuzcu, F. Wendland (2008), XVI, 183 pages
ISBN: 978-3-89336-541-8
18. **Isotopengeochemische Studien zur klimatischen Ausprägung der Jüngerer Dryas in terrestrischen Archiven Eurasiens**
von J. Parplies (2008), XI, 155 Seiten, Anh.
ISBN: 978-3-89336-542-5
19. **Untersuchungen zur Klimavariabilität auf dem Tibetischen Plateau - Ein Beitrag auf der Basis stabiler Kohlenstoff- und Sauerstoffisotope in Jahringen von Bäumen waldgrenznaher Standorte**
von J. Griessinger (2008), XIII, 172 Seiten
ISBN: 978-3-89336-544-9

20. **Neutron-Irradiation + Helium Hardening & Embrittlement Modeling of 9%Cr-Steels in an Engineering Perspective (HELENA)**
by R. Chaouadi (2008), VIII, 139 pages
ISBN: 978-3-89336-545-6
21. **in Bearbeitung**
22. **Verbundvorhaben APAWAGS (AOEV und Wassergenerierung) – Teilprojekt: Brennstoffreformierung – Schlussbericht**
von R. Peters, R. C. Samsun, J. Pasel, Z. Porš, D. Stolten (2008), VI, 106 Seiten
ISBN: 978-3-89336-547-0
23. **FREEVAL**
Evaluation of a Fire Radiative Power Product derived from Meteosat 8/9 and Identification of Operational User Needs
Final Report
project coord. M. Schultz, M. Wooster (2008), 139 pages
ISBN: 978-3-89336-549-4
24. **Untersuchungen zum Alkaliverhalten unter Oxycoal-Bedingungen**
von C. Weber (2008), VII, 143, XII Seiten
ISBN: 978-3-89336-551-7
25. **Grundlegende Untersuchungen zur Freisetzung von Spurstoffen, Heißgaschemie, Korrosionsbeständigkeit keramischer Werkstoffe und Alkalirückhaltung in der Druckkohlenstaubfeuerung**
von M. Müller (2008), 207 Seiten
ISBN: 978-3-89336-552-4
26. **Analytik von ozoninduzierten phenolischen Sekundärmetaboliten in *Nicotiana tabacum* L. cv Bel W3 mittels LC-MS**
von I. Koch (2008), III, V, 153 Seiten
ISBN 978-3-89336-553-1
27. **IEF-3 Report 2009. Grundlagenforschung für die Anwendung**
(2009), ca. 230 Seiten
ISBN: 978-3-89336-554-8
28. **Influence of Composition and Processing in the Oxidation Behavior of MCrAlY-Coatings for TBC Applications**
by J. Toscano (2009), 168 pages
ISBN: 978-3-89336-556-2
29. **Modellgestützte Analyse signifikanter Phosphorbelastungen in hessischen Oberflächengewässern aus diffusen und punktuellen Quellen**
von B. Tetzlaff (2009), 149 Seiten
ISBN: 978-3-89336-557-9

30. **Nickelreaktivlot / Oxidkeramik – Fügungen als elektrisch isolierende Dichtungskonzepte für Hochtemperatur-Brennstoffzellen-Stacks**
von S. Zügner (2009), 136 Seiten
ISBN: 978-3-89336-558-6
31. **Langzeitbeobachtung der Dosisbelastung der Bevölkerung in radioaktiv kontaminierten Gebieten Weißrusslands – Korma-Studie**
von H. Dederichs, J. Pillath, B. Heuel-Fabianek, P. Hill, R. Lennartz (2009),
Getr. Pag.
ISBN: 978-3-89336-532-3
32. **Herstellung von Hochtemperatur-Brennstoffzellen über physikalische Gasphasenabscheidung**
von N. Jordán Escalona (2009), 148 Seiten
ISBN: 978-3-89336-532-3
33. **Real-time Digital Control of Plasma Position and Shape on the TEXTOR Tokamak**
by M. Mitri (2009), IV, 128 pages
ISBN: 978-3-89336-567-8
34. **Freisetzung und Einbindung von Alkalimetallverbindungen in kohle-befeuerten Kombikraftwerken**
von M. Müller (2009), 155 Seiten
ISBN: 978-3-89336-568-5
35. **Kosten von Brennstoffzellensystemen auf Massenbasis in Abhängigkeit von der Absatzmenge**
von J. Werhahn (2009), 242 Seiten
ISBN: 978-3-89336-569-2
36. **Einfluss von Reoxidationszyklen auf die Betriebsfestigkeit von anodengestützten Festoxid-Brennstoffzellen**
von M. Ettler (2009), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-570-8
37. **Großflächige Plasmaabscheidung von mikrokristallinem Silizium für mikromorphe Dünnschichtsolarmodule**
von T. Kilper (2009), XVII, 154 Seiten
ISBN: 978-3-89336-572-2
38. **Generalized detailed balance theory of solar cells**
by T. Kirchartz (2009), IV, 198 pages
ISBN: 978-3-89336-573-9
39. **The Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the Radial Electric Field at the Tokamak TEXTOR**
von J. W. Coenen (2009), xii, 122, XXVI pages
ISBN: 978-3-89336-574-6

40. **Sicherheitstechnik im Wandel Nuklearer Systeme**
von K. Nünighoff (2009), viii, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-578-4
41. **Pulvermetallurgie hochporöser NiTi-Legierungen für Implantat- und Dämpfungsanwendungen**
von M. Köhl (2009), XVII, 199 Seiten
ISBN: 978-3-89336-580-7
42. **Einfluss der Bondcoatzusammensetzung und Herstellungsparameter auf die Lebensdauer von Wärmedämmschichten bei zyklischer Temperaturbelastung**
von M. Subanovic (2009), 188, VI Seiten
ISBN: 978-3-89336-582-1
43. **Oxygen Permeation and Thermo-Chemical Stability of Oxygen Permeation Membrane Materials for the Oxyfuel Process**
by A. J. Ellett (2009), 176 pages
ISBN: 978-3-89336-581-4
44. **Korrosion von polykristallinem Aluminiumoxid (PCA) durch Metalljodidschmelzen sowie deren Benetzungseigenschaften**
von S. C. Fischer (2009), 148 Seiten
ISBN: 978-3-89336-584-5
45. **IEF-3 Report 2009. Basic Research for Applications**
(2009), 217 Seiten
ISBN: 978-3-89336-585-2
46. **Verbundvorhaben ELBASYS (Elektrische Basissysteme in einem CFK-Rumpf) - Teilprojekt: Brennstoffzellenabgase zur Tankinertisierung - Schlussbericht**
von R. Peters, J. Latz, J. Pasel, R. C. Samsun, D. Stolten
(2009), xi, 202 Seiten
ISBN: 978-3-89336-587-6
47. **Aging of ¹⁴C-labeled Atrazine Residues in Soil: Location, Characterization and Biological Accessibility**
by N. D. Jablonowski (2009), IX, 104 pages
ISBN: 978-3-89336-588-3
48. **Entwicklung eines energetischen Sanierungsmodells für den europäischen Wohngebäudesektor unter dem Aspekt der Erstellung von Szenarien für Energie- und CO₂-Einsparpotenziale bis 2030**
von P. Hansen (2009), XXII, 281 Seiten
ISBN: 978-3-89336-590-6

49. **Reduktion der Chromfreisetzung aus metallischen Interkonnektoren für Hochtemperaturbrennstoffzellen durch Schutzschichtsysteme**
von R. Trebbels (2009), iii, 135 Seiten
ISBN: 978-3-89336-591-3

50. **Bruchmechanische Untersuchung von Metall / Keramik-Verbundsystemen für die Anwendung in der Hochtemperaturbrennstoffzelle**
von B. Kuhn (2009), 118 Seiten
ISBN: 978-3-89336-592-0

51. **Wasserstoff-Emissionen und ihre Auswirkungen auf den arktischen Ozonverlust**
Risikoanalyse einer globalen Wasserstoffwirtschaft
von T. Feck (2009), 180 Seiten
ISBN: 978-3-89336-593-7

52. **Development of a new Online Method for Compound Specific Measurements of Organic Aerosols**
by T. Hohaus (2009), 156 pages
ISBN: 978-3-89336-596-8

53. **Entwicklung einer FPGA basierten Ansteuerungselektronik für Justageeinheiten im Michelson Interferometer**
von H. Nöldgen (2009), 121 Seiten
ISBN: 978-3-89336-599-9

54. **Observation – and model – based study of the extratropical UT/LS**
by A. Kunz (2010), xii, 120, xii pages
ISBN: 978-3-89336-603-3

55. **Herstellung polykristalliner Szintillatoren für die Positronen-Emissions-Tomographie (PET)**
von S. K. Karim (2010), VIII, 154 Seiten
ISBN: 978-3-89336-610-1

56. **Kombination eines Gebäudekondensators mit H₂-Rekombinatorelementen in Leichtwasserreaktoren**
von S. Kelm (2010), vii, 119 Seiten
ISBN: 978-3-89336-611-8

57. **Plant Leaf Motion Estimation Using A 5D Affine Optical Flow Model**
by T. Schuchert (2010), X, 143 pages
ISBN: 978-3-89336-613-2

58. **Tracer-tracer relations as a tool for research on polar ozone loss**
by R. Müller (2010), 116 pages
ISBN: 978-3-89336-614-9

59. **Sorption of polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) to Yangtze River sediments and their components**
by J. Zhang (2010), X, 109 pages
ISBN: 978-3-89336-616-3
60. **Weltweite Innovationen bei der Entwicklung von CCS-Technologien und Möglichkeiten der Nutzung und des Recyclings von CO₂**
Studie im Auftrag des BMWi
von W. Kuckshinrichs et al. (2010), X, 139 Seiten
ISBN: 978-3-89336-617-0
61. **Herstellung und Charakterisierung von sauerstoffionenleitenden Dünnschichtmembranstrukturen**
von M. Betz (2010), XII, 112 Seiten
ISBN: 978-3-89336-618-7
62. **Politiksznarien für den Klimaschutz V – auf dem Weg zum Strukturwandel, Treibhausgas-Emissionsszenarien bis zum Jahr 2030**
hrsg. von P. Hansen, F. Chr. Matthes (2010), 276 Seiten
ISBN: 978-3-89336-619-4
63. **Charakterisierung Biogener Sekundärer Organischer Aerosole mit Statistischen Methoden**
von C. Spindler (2010), iv, 163 Seiten
ISBN: 978-3-89336-622-4
64. **Stabile Algorithmen für die Magnetotomographie an Brennstoffzellen**
von M. Wannert (2010), ix, 119 Seiten
ISBN: 978-3-89336-623-1
65. **Sauerstofftransport und Degradationsverhalten von Hochtemperaturmembranen für CO₂-freie Kraftwerke**
von D. Schlehuber (2010), VII, 139 Seiten
ISBN: 978-3-89336-630-9
66. **Entwicklung und Herstellung von foliengegossenen, anodengestützten Festoxidbrennstoffzellen**
von W. Schafbauer (2010), VI, 164 Seiten
ISBN: 978-3-89336-631-6
67. **Disposal strategy of proton irradiated mercury from high power spallation sources**
by S. Chiriki (2010), xiv, 124 pages
ISBN: 978-3-89336-632-3
68. **Oxides with polyatomic anions considered as new electrolyte materials for solid oxide fuel cells (SOFCs)**
by O. H. Bin Hassan (2010), vii, 121 pages
ISBN: 978-3-89336-633-0

69. **Von der Komponente zum Stack: Entwicklung und Auslegung von HT-PEFC-Stacks der 5 kW-Klasse**
von A. Bendzulla (2010), IX, 203 Seiten
ISBN: 978-3-89336-634-7
70. **Satellitengestützte Schwerewellenmessungen in der Atmosphäre und Perspektiven einer zukünftigen ESA Mission (PREMIER)**
von S. Höfer (2010), 81 Seiten
ISBN: 978-3-89336-637-8
71. **Untersuchungen der Verhältnisse stabiler Kohlenstoffisotope in atmosphärisch relevanten VOC in Simulations- und Feldexperimenten**
von H. Spahn (2010), IV, 210 Seiten
ISBN: 978-3-89336-638-5
72. **Entwicklung und Charakterisierung eines metallischen Substrats für nanostrukturierte keramische Gastrennmembranen**
von K. Brands (2010), vii, 137 Seiten
ISBN: 978-3-89336-640-8
73. **Hybridisierung und Regelung eines mobilen Direktmethanol-Brennstoffzellen-Systems**
von J. Chr. Wilhelm (2010), 220 Seiten
ISBN: 978-3-89336-642-2
74. **Charakterisierung perowskitischer Hochtemperaturmembranen zur Sauerstoffbereitstellung für fossil gefeuerte Kraftwerksprozesse**
von S.A. Möbius (2010) III, 208 Seiten
ISBN: 978-3-89336-643-9
75. **Characterization of natural porous media by NMR and MRI techniques: High and low magnetic field studies for estimation of hydraulic properties**
by L.-R. Stingaciu (2010), 96 pages
ISBN: 978-3-89336-645-3
76. **Hydrological Characterization of a Forest Soil Using Electrical Resistivity Tomography**
by Chr. Oberdörster (2010), XXI, 151 pages
ISBN: 978-3-89336-647-7
77. **Ableitung von atomarem Sauerstoff und Wasserstoff aus Satellitendaten und deren Abhängigkeit vom solaren Zyklus**
von C. Lehmann (2010), 127 Seiten
ISBN: 978-3-89336-649-1

78. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Speeches and Plenary Talks
ed. by D. Stolten, B. Emonts (2010)
ISBN: 978-3-89336-658-3
- 78-1. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 1:
Fuel Cell Basics / Fuel Infrastructures
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 460 pages
ISBN: 978-3-89336-651-4
- 78-2. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 2:
Hydrogen Production Technologies – Part 1
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 400 pages
ISBN: 978-3-89336-652-1
- 78-3. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 3:
Hydrogen Production Technologies – Part 2
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 640 pages
ISBN: 978-3-89336-653-8
- 78-4. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 4:
Storage Systems / Policy Perspectives, Initiatives and Cooperations
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 500 pages
ISBN: 978-3-89336-654-5
- 78-5. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 5:
Strategic Analysis / Safety Issues / Existing and Emerging Markets
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 530 pages
ISBN: 978-3-89336-655-2
- 78-6. **18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010**
Proceedings
Parallel Sessions Book 6:
Stationary Applications / Transportation Applications
ed. by D. Stolten, T. Grube (2010), ca. 330 pages
ISBN: 978-3-89336-656-9

78 Set (complete book series)

**18th World Hydrogen Energy Conference 2010 – WHEC2010
Proceedings**

ed. by D. Stolten, T. Grube, B. Emonts (2010)

ISBN: 978-3-89336-657-6

**79. Ultrafast voltex core dynamics investigated by finite-element
micromagnetic simulations**

by S. Gliga (2010), vi, 144 pages

ISBN: 978-3-89336-660-6

**80. Herstellung und Charakterisierung von keramik- und metallgestützten
Membranschichten für die CO₂-Abtrennung in fossilen Kraftwerken**

von F. Hauler (2010), XVIII, 178 Seiten

ISBN: 978-3-89336-662-0

**81. Experiments and numerical studies on transport of sulfadiazine
in soil columns**

by M. Unold (2010), xvi, 115 pages

ISBN: 978-3-89336-663-7

**82. Prompt-Gamma-Neutronen-Aktivierungs-Analyse zur zerstörungsfreien
Charakterisierung radioaktiver Abfälle**

von J.P.H. Kettler (2010), iv, 205 Seiten

ISBN: 978-3-89336-665-1

**83. Transportparameter dünner geträgerter Kathodenschichten der
oxidkeramischen Brennstoffzelle**

von C. Wedershoven (2010), vi, 137 Seiten

ISBN: 978-3-89336-666-8

**84. Charakterisierung der Quellverteilung von Feinstaub und Stickoxiden in
ländlichem und städtischem Gebiet**

von S. Urban (2010), vi, 211 Seiten

ISBN: 978-3-89336-669-9

85. Optics of Nanostructured Thin-Film Silicon Solar Cells

by C. Haase (2010), 150 pages

ISBN: 978-3-89336-671-2

86. Entwicklung einer Isolationsschicht für einen Leichtbau-SOFC-Stack

von R. Berhane (2010), X, 162 Seiten

ISBN: 978-3-89336-672-9

87. Hydrogen recycling and transport in the helical divertor of TEXTOR

by M. Clever (2010), x, 172 pages

ISBN: 978-3-89336-673-6

88. **Räumlich differenzierte Quantifizierung der N- und P-Einträge in Grundwasser und Oberflächengewässer in Nordrhein-Westfalen unter besonderer Berücksichtigung diffuser landwirtschaftlicher Quellen**
von F. Wendland et. al. (2010), xii, 216 Seiten
ISBN: 978-3-89336-674-3

89. **Oxidationskinetik innovativer Kohlenstoffmaterialien hinsichtlich schwerer Lufteinbruchstörfälle in HTR's und Graphitentsorgung oder Aufarbeitung**
von B. Schlögl (2010), ix, 117 Seiten
ISBN: 978-3-89336-676-7

90. **Chemische Heißgasreinigung bei Biomassenvergasungsprozessen**
von M. Stemmler (2010), xv, 196 Seiten
ISBN: 978-3-89336-678-1

91. **Untersuchung und Optimierung der Serienverschaltung von Silizium-Dünnschicht-Solarmodulen**
von S. Haas (2010), ii, 202 Seiten
ISBN: 978-3-89336-680-4

Energie & Umwelt / Energy & Environment
Band / Volume 91
ISBN 978-3-89336-680-4

